

dc_294_11

AKADÉMIAI DOKTORI ÉRTEKEZÉS

Asztrofizikai jelentőségű befogási reakciók kísérleti vizsgálata

Gyürky György

MTA Atomki

Debrecen

2012

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció kísérleti vizsgálata	9
2.1. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció asztrofizikai jelentősége	9
2.1.1. A hidrogénégés pp-láncai	9
2.1.2. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció szerepe az ősrobbanásban	12
2.2. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció kísérleti vizsgálatának módszerei és korábbi eredmények	14
2.3. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálata a LUNA együttműködés keretében	17
2.3.1. A 400 kV-os LUNA gyorsító és a gázcéltárgy-rendszer	18
2.3.2. Aktivációs mérések	24
2.3.3. On-line mérések	28
2.3.4. Eredmények és a LUNA mérések konklúziója	30
2.4. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálata az ERNA tömegszeparátorral	34
2.5. Kitekintés	38
3. Az asztrofizikai p-folyamat kísérleti vizsgálata	39
3.1. A nehéz elemek szintézise	39
3.1.1. A p-izotópok keletkezése: az asztrofizikai p-folyamat	42
3.1.2. A p-folyamat modellekhez szükséges magfizikai adatok	44
3.2. Hatáskeresztmetszet-mérések	46
3.2.1. A vizsgált reakciók és a kísérleti módszer	46
3.2.2. A céltárgyak készítése és tulajdonságaik meghatározása	49
3.2.3. Besugárzások	52
3.2.4. Az indukált γ -sugárzás detektálása	55
3.3. Eredmények	62
3.4. Összehasonlítás statisztikusmodell-számításokkal és asztrofizikai konklúziók	63
3.4.1. Proton-indukált reakciók	66
3.4.2. Alfa-indukált reakciók	69

3.5. Kitekintés	74
4. Radioaktív magok felezési idejének mérése	76
4.1. Motiváció	76
4.2. Kísérletek	79
4.3. Eredmények	81
4.4. Kitekintés	82
5. Összefoglalás	84
6. Summary	93
7. Köszönetnyilvánítás	101
Irodalom	102
A dolgozathoz kapcsolódó saját közlemények	107

1. Bevezetés

Jelen értekezés témáját két jól elkülöníthető kísérleti magfizikai kutatómunka adja, a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció kísérleti vizsgálata, valamint nehéz izotópokon végbemenő proton- és α -befogási reakciók hatáskeresztmetszetének mérése és az ehhez kapcsolódó felezésiidő-mérések. A két téma között az teremt kapcsolatot, hogy mindkettő a nukleáris asztrofizika területéhez tartozik. A nukleáris asztrofizika a magfizikán belül speciális helyet foglal el. Elsősorban olyan magreakciók vizsgálatával foglalkozik, melyek asztrofizikai objektumokban, főként csillagok belsejében játszódnak le, vagy közvetett módon szükségesek a csillagokban zajló folyamatok megértéséhez [1, 2].

A nukleáris asztrofizika célja, hogy megértsük azokat a folyamatokat, amik a csillagok energiatermelése során lejátszódnak, valamint létrehozzák a világmunkát felépítő kémiai elemeket. Mind az energiatermelés, mind az elemszintézis folyamataiban magreakciók játsszák a fő szerepet. Ezek a magreakciók a magfizika elméleti és kísérleti módszereivel tanulmányozhatók, azonban tekintettel kell lennünk a magreakciók asztrofizikai objektumok tulajdonságai által megkövetelt speciális vonásaira. A legfontosabb szempont, ami megkülönbözteti a nukleáris asztrofizikai jelentőségű magreakciókat a hagyományos magfizikában megszokottaktól, az a kölcsönhatások energiája.

Egy csillagban uralkodó magas hőmérsékleten az anyag részben vagy teljes egészében ionizált plazma formájában van jelen, amiben az atommagok energiáját az adott hőmérsékletre jellemző Maxwell-Boltzmann eloszlás adja meg. A magreakciók lejátszódásához szükséges atommag-ütközések relatív energiája szintén a Maxwell-Boltzmann eloszlással adható meg a következő formula alapján:

$$P(E)dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \sqrt{E} e^{-E/kT} dE \quad (1)$$

ahol E a kölcsönható részecskék relatív energiája, T a hőmérséklet, k pedig a Boltzmann-állandó. Az energiaeloszlás a maximumát $kT/2$ értéknél éri el, ami a csillagokra jellemző hőmérsékleteken magfizikai szempontból igen alacsony energia. A Nap belsejében uralkodó mintegy 15 millió K hőmérséklet esetén

például kT értéke mindössze 1,3 keV, de még szupernóva-robbanásokban előforduló 5 milliárd K hőmérsékleten sem éri el a fél MeV-et. Ebből következik, hogy a csillagokban a magreakciók alacsony energián mennek végbe, tehát a nukleáris asztrofizikai kutatásoknak is magfizikai mércével mérve extrém alacsony energiákra kell koncentrálniuk.

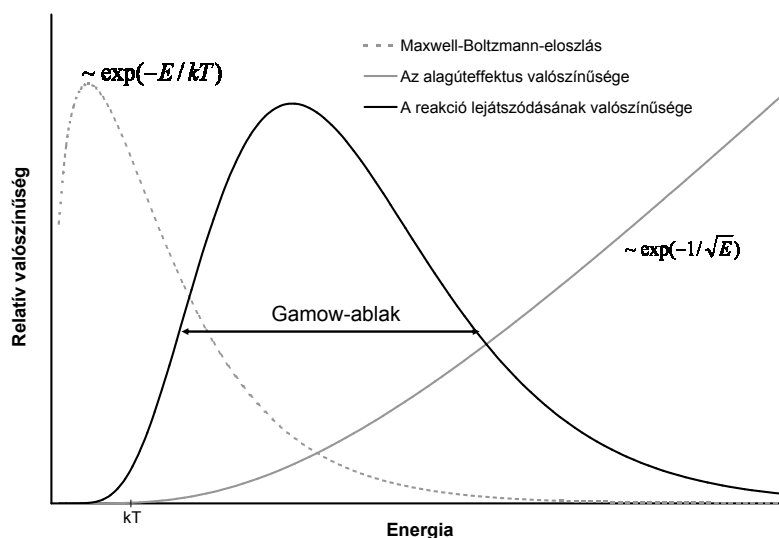
A csillagokban zajló energiatermelő és elemszintézis folyamatokban leggyakrabban atommagok, azaz töltött részecskék között végbemenő reakciók játszanak szerepet¹. A csillagkörnyezet hőmérsékletéből következő alacsony energia ezért azt jelenti, hogy a reakciók mélyen a Coulomb-gát alatt játszódnak le. (A 2. fejezet témáját jelentő ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció esetén például a Coulomb gát magassága 1 MeV fölötti, míg kT értéke három nagyságrenddel kisebb). Coulomb-gát alatt a magreakciók az alagúteffektus révén játszódhatnak le, melynek valószínűsége - az úgynevezett Gamow-faktor - alacsony energiákon (s-hullám közelítés) a következő formulával írható le:

$$T \approx \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} Z_0 Z_1 e^2\right) \equiv e^{-2\pi\eta} \quad (2)$$

ahol Z_0 és Z_1 a magok rendszámai, e az elemi töltés és m a reakcióban lépő magok redukált tömege. A fenti összefüggéssel bevezetett η mennyiség neve Sommerfeld paraméter. Mint látható, az alagúteffektus valószínűsége az energiával exponenciálisan növekszik. A Maxwell-Boltzmann eloszlás viszont nagy energiák felé haladva az energiával exponenciálisan csökkenő valószínűséget ad. A két tényező együttes hatására a reakciók egy jól meghatározott energiatartományban, az úgynevezett Gamow-ablakban játszódnak le. Ezt szemlélteti az 1. ábra.

Ha meg akarjuk érteni a csillagban zajló folyamatokat, a magreakciók hatáskeresztmetszeteinek ismerete természetesen a Gamow-ablak energiatartományában lényeges. Az alacsony hőmérsékletek miatt azonban a Gamow-ablak tartományában a hatáskeresztmetszetek annyira alacsonyak, hogy közvetlen kísérleti meghatározásuk általában nem lehetséges. Ezért a kísérleteket rend-

¹Fontos kivételt képeznek ez alól a nehéz elemek szintézisében alapvető jelentőségű s- és r-folyamatok, melyek neutronbefogási reakciók részvételével zajlanak. Ennek részleteiről a 3. fejezetben lesz bővebben szó.



1. ábra. A töltött részecskék között lejátszódó reakciók jellemző energiatartománya, a Gamow-ablak, mely a Maxwell-Boltzmann eloszlás és az alagúteffektus energiafüggéséből alakul ki. A reakciók hatáskeresztmetszetének ismerete a Gamow-ablak energiatartományában lényeges.

szerint magasabb energiákon végzik és a hatáskeresztmetszeteket az asztrofizikai szempontból lényeges energiatartományra elméleti modellek segítségével extrapolálják. A Gamow-ablak tartományában a hatáskeresztmetszet értéke gyakran sok nagyságrenddel kisebb, mint a legalacsonyabb energiás mérés esetén, így a hatáskeresztmetszet közvetlen extrapolációja nem célravezető. Részben ezért célszerű bevezetni az asztrofizikai S-faktor fogalmát, amit a következő összefüggés definiál:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \cdot S(E) \cdot e^{-2\pi\eta(E)} \quad (3)$$

az $1/E$ tényező tartalmazza a hatáskeresztmetszet de Broglie hullámhossz négyzetével arányos triviális energiafüggést, míg az utolsó tényező az alagúteffektus valószínűségének energiafüggése. Az $S(E)$ asztrofizikai S-faktor tartalmazza a hatáskeresztmetszet nemtriviális energiafüggését, vagyis ez hordozza a magfizikai információt. Az S-faktor energiafüggése általában sokkal gyengébb, mint az alacsony energiák felé meredeken zuhanó hatáskeresztmetszeté, így az

extrapolációhoz jobban használható. Ráadásul a Gamow-ablak hőmérséklet-függésének elkerülése érdekében az S-faktort gyakran zérus energiára extrapolálják, ahol értéke véges, míg a hatáskeresztmetszet nullához tart. Praktikus okokból is célszerű az S-faktor használata. Ha egy reakció hatáskeresztmetszetét széles energiatartományban mérjük, akkor a hatáskeresztmetszet sok nagyságrenddel is változhat a vizsgált tartományban, így annak ábrázolása még logaritmikus skálán is elfedi a részleteket. A sokkal kevésbé energiafüggő S-faktor ábrázolása jóval alkalmasabb például a különböző adatok közötti kisebb különbségek megfigyelésére. Mindezen okokból jelen dolgozatban a hatáskeresztmetszeteket a legtöbb esetben S-faktor formájában ábrázolom.

A dolgozat három fő fejezetből áll. A bevezetést követő 2. fejezetben a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció LUNA és ERNA együttműködések keretében végzett kísérleti vizsgálatát mutatom be. Az asztrofizikai p-folyamat szempontjából fontos, proton- és α -befogási reakciók hatáskeresztmetszeteinek az Atomki gyorsítóival végzett mérését a 3. fejezetben tárgyalom. A kisebb terjedelmű 4. fejezet tartalmazza az aktivációs mérések során szükségesnek bizonyult felezésiidő-mérések bemutatását.

Az egyes fejezetek egy rövid kivonattal kezdődnek, majd a bevezetőben a kísérletek motivációt tárgyalom. Ezt követi a kísérletek részletes ismertetése, majd az eredmények bemutatása. A fejezeteket rövid kitekintés zárja, melyben az adott témakör várható további fejlődését illetve abban a mi csoportunk lehetséges szerepét vázolom. Az értekezést angol és magyar nyelvű összefoglaló, köszönetnyilvánítás, irodalomjegyzék valamint az egyes témakörökben megjelent saját publikációk jegyzéke zárja.

Mivel minden bemutatott témakör esetén a kísérleteket kutatócsoportban végeztük, s így az eredményekből született publikációk is minden esetben többszerzősek, így fontosnak tartom, hogy itt, a bevezetőben világítsak rá a kutatómunkákban betöltött saját szerepemre.

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció LUNA együttműködés általi vizsgálata során személyes feladatom főként az aktivációs mérések megtervezése, kivitelezése és kiértékelése volt, amikben szerepem meghatározó volt. Ezt igazolják az aktivációs eredményekből megjelent elsőszerzős cikkeim. Természetesen szintén

aktívan részt vettem az in-beam mérések minden lépésében, de ezeknek nem én voltam a felelőse. Az ERNA együttműködésben több részfeladat elvégzéséért (kalibrációs források készítése, aktivációs ellenőrző mérések, stb.) voltam felelős valamint részt vettem a mérések kivitelezésében.

A p-folyamat szempontjából végzett, itt bemutatott magreakció-vizsgálatok mindegyike esetén meghatározó volt a szerepem a kutatások minden fázisában. Ezt támasztja alá, hogy két reakció kivételével az eredményeket bemutató cikkekben első szerző vagyok. A két esetben pedig az irányítással dolgozó diákok voltak a cikkek első szerzői. Kísérleti fizikusként az elért eredmények értelmezésében és az asztrofizikai konzekvenciák levonásában erősen támaszkodtam külföldi elméleti fizikus együttműködő partnereimre.

A felezési idők mérése esetén szintén meghatározó volt a szerepem egészen a mérés szükségességének felismerésétől a teljes kísérleti megvalósításon át az eredmények kiértékeléséig. Egy esetben az irányításom alatt dolgozó diák végezte az analízist, így ő lett a publikáció első szerzője. A többi esetben az én elsőszerzőségemmel jelentek meg az cikkek.

A dolgozatban tárgyalt három fő témakörön kívül a nukleáris asztrofizika számos más részterületén vettem részt kutatómunkában. Mivel ezen kutatások eredményei nem képezik a tézispontok alapjait, így itt csak röviden felsorolom ezeket a témaköröket utalva a kutatások eredményeit tartalmazó, a dolgozat végén felsorolt publikációkra.

- A bochumi és nápolyi egyetemekkel együttműködésben részt vettem az asztrofizikailag jelentős ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ és ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ reakciók kísérleti vizsgálatában [O:1, O:4, O:7, O:9].
- Rezonanciaerősség-méréseket végeztünk különböző reakciókban [O:2, O:15].
- A dolgozatban tárgyalt ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ reakción kívül számos más, a csillagok hidrogénégési folyamataiban lényeges szerepet játszó magreakció vizsgálatában vettem részt a LUNA együttműködésben. Ezek a reakciók

a következők: $d(p,\gamma)^3\text{He}$ [O:10], $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ [O:14, O:16, O:21, O:29, O:34, O:38], $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ [O:35, O:42], $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ [O:36, O:43].

- Alacsony energiás magreakciókban tanulmányoztuk az elektronárnyékolás jelenségét [O:3, O:5, O:8, O:11, O:12, O:17, O:18, O:20].
- A p-p szórást vizsgáltuk az indirekt Trojan Horse Method alkalmazásával [O:24, O:27, O:28].
- Az elektronárnyékolás vizsgálata során tapasztalt jelenségből kiindulva megvizsgáltuk, hogy az anyagi környezet, illetve a hőmérséklet befolyásolja-e radioaktív izotópok bomlásának felezési idejét [O:25, O:30].
- Az α -mag optikai potenciál vizsgálata érdekében rugalmas α -szórási hatáskeresztmetszeteket mértünk számos izotópon [O:6, O:19, O:31, O:37, O:40].
- A dolgozatban tárgyaltakon kívül számos, a p-folyamat szempontjából fontos proton- és alfa-befogási reakció hatáskeresztmetszetét mértük [O:13, O:22, O:23, O:26, O:32, O:33, O:39, O:41].

2. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció kísérleti vizsgálata

Kivonat

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció mind a fősorozatbeli csillagok energiatermelése, mind az ősrobbanásban lezajlott elemszintézis szempontjából nagy jelentőséggel bír. A 20. század második felében összegyűjtött kísérleti adatok alapján azonban a reakció hatáskeresztmetszete csak igen jelentős bizonytalansággal volt ismert az asztrofizikailag lényeges energiatartományokban. Ezért komoly igény mutatkozott a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetének új, pontos mérésére. A LUNA együttműködés keretében minden korábbinál alacsonyabb energián mértük meg a szóban forgó hatáskeresztmetszetet mind aktivációs, mind on-line γ -detektálásos módszerrel. Eredményeinkkel jelentősen pontosítható a reakció asztrofizikai energiákra extrapolált hatáskeresztmetszete.

Az ERNA együttműködés keretein belül egy korábban nem alkalmazott új módszerrel, gyorsító tömegszeparátorral is megmértük a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetét széles energiatartományban. Eredményeink az S-faktor korábbi mérésektől jelentősen eltérő energiafüggését mutatták magas energiákon. A tapasztalt energiafüggés jelentős befolyással bír az alacsony energiák felé történő extrapolációra is.

2.1. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció asztrofizikai jelentősége

A természetben található két stabil izotóp, a ${}^3\text{He}$ és ${}^4\text{He}$ fúziós reakciója, azaz a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ folyamat a nukleáris asztrofizika két viszonylag távoli területén is nagy jelentőséggel bír: a hidrogént égető csillagokban lezajló pp-láncoknak és az ősrobbanásban végbemenő elemszintézisnek is egyik kulcsreakciója. Az alábbiakban e két témakört, illetve a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció bennük játszott szerepét ismertetem röviden.

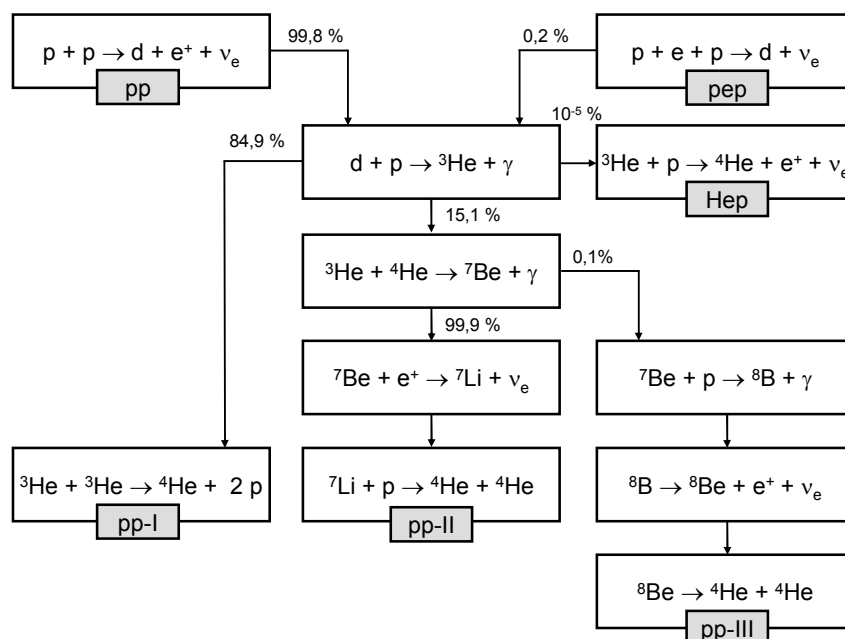
2.1.1. A hidrogénégés pp-láncai

A fősorozatbeli csillagok, mint a mi napunk is hidrogénfúzió révén termeli meg a kisugárzott energiát. Az alacsony tömegű csillagok esetén a hidrogénfúzió,

amelynek eredményeképpen négy protonból egy ${}^4\text{He}$ atommag keletkezik, legfőképpen az úgynevezett pp-láncok reakcióin keresztül zajlik [3]. A pp-láncok reakcióit a 2. ábra szemlélteti. Ha eltekintünk az ábra jobb felső sarkában pep és Hep címkékkel jelölt, igen kis valószínűségű folyamatoktól, akkor a pp-láncok a reakciósorozat második reakciója után válnak külön, amikor a $p + d$ reakcióban ${}^3\text{He}$ mag keletkezik. Legnagyobb valószínűsége annak van, hogy két ${}^3\text{He}$ mag lép reakcióba, aminek eredményeképp két proton és egy ${}^4\text{He}$ mag keletkezik. Ez jelenti az I. pp-láncot. Jelentős esélye van azonban annak is, hogy a ${}^3\text{He}$ mag egy ${}^4\text{He}$ maggal lép reakcióba, lezajlik tehát a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ folyamat, ami a II. és III. pp-lánc kiinduló reakciója.

A II. és III. pp-láncok nemcsak azért jelentősek, mert rajtuk keresztül zajlik a Nap energiatermelésének mintegy 15 %-a, hanem azért is, mert belőlük származik a Nap által kibocsátott nagyenergiás neutrínók döntő hányada [4]. A hidrogénégés során minden esetben, amikor egy proton neutronná alakul, egy elektron-neutrínó is keletkezik. Legnagyobb számban a kezdő pp reakcióból származnak neutrínók, ám ezek viszonylag alacsony energiájúak. Jól nagyobb energiájú neutrínók származnak a ${}^7\text{Be}$ és különösképpen a ${}^8\text{B}$ β -bomlásából, amik a II. és a III. ágakban következnek be. A Napban keletkező neutrínók detektálása jelenti a Nap működése megértésének illetve a napmodellek tesztelésének az egyik legfontosabb közvetlen módját. A földi neutrínódetektorok többsége (mint például a talán legnagyobb jelentőségű Super Kamiokande és SNO kísérletek) azonban csak a nagyenergiás neutrínók detektálására alkalmas, így például a pp reakció neutrínóira érzéketlen. A 21. század elejére a neutrínódetektorok fejlődése már elérte azt a pontot, hogy a nagyenergiás napneutrínók spektrumát képesek százalékos pontossággal mérni [5, 6]. Ezek az adatok kiválóan használhatók a napmodellek tesztelésére, de ehhez szükség van arra is, hogy a neutrínók kibocsátásához vezető magreakciók tulajdonságait jól ismerjük.

Az, hogy a Nap hidrogénégési folyamataiban az I. vagy a II. illetve III. pp-lánc valósul meg, a két versengő reakció, a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ és ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, pp){}^4\text{He}$ reakciók sebességeinek aránya határozza meg. A reakciók sebességei a hatáskeresztmetszetekből származtathatók. A ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, pp){}^4\text{He}$ reakció hatáskeresztmetszete kísérletileg viszonylag jól ismert [7]. Ez volt az első olyan reakció,



2. ábra. A hidrogénégés pp-láncainak reakciói. A feltüntetett elágazási valószínűségek a Napra jellemző adatok, és mivel némiképp modellfüggők, ezért csak tájékoztató jellegűeknek tekinthetők. A fejezet tárgyát képező ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció a ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, pp){}^4\text{He}$ reakcióval együtt szabja meg a I., valamint a II. és III. ágak közötti elágazási arányt.

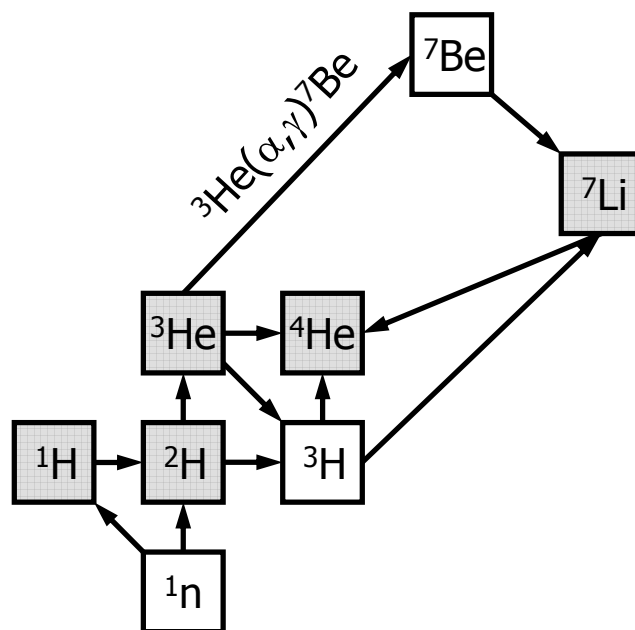
amely esetén a méréseket sikerült közvetlenül a Napra jellemző Gamow-ablak energiatartományában elvégezni (ezt a mérést egyébként szintén a később bemutatandó LUNA együttműködés végezte). A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció esetén azonban nem ilyen jó a helyzet. A 20. század végéig összegyűjtött kísérleti adatok alapján e reakció hatáskeresztmetszete csak igen nagy bizonytalansággal volt ismert [8], így a napmodellek neutrínódetektorok adatain alapuló teszteléséhez mindenképpen szükség volt a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetének új, pontos mérésére.

A 2.2 fejezetben a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálatának lehetséges kísérleti módszereit, valamint a méréseinket megelőzően rendelkezésre álló kísérleti adatokat mutatom be. Előtte azonban a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció ősrobbanásos elemszintézisben betöltött szerepét ismertetem röviden.

2.1.2. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció szerepe az ősrobbanásban

Világegyetemünk mintegy 13,7 milliárd évvel ezelőtt az ősrobbanásban keletkezett. Miután a kvarkokból nukleonok (protonok és neutronok) jöttek létre, az első néhány percben a sűrűség és a hőmérséklet még elegendően magas volt ahhoz, hogy magreakciók révén összetett atommagok alakuljanak ki. A részletes modellszámítások azonban azt mutatják, hogy mivel a természetben nem található 5-ös és 8-as tömegszámú stabil izotóp, így csak egy viszonylag kicsi, néhány magreakcióból álló reakcióhálózat tudott lejátszódni [9]. Ezt szemlélteti a 3. ábra. A reakcióhálózat eredményeképp a protonon kívül mindössze négy különböző összetett atommag jött létre jelentős mennyiségben: ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ és ${}^7\text{Li}$. Az ősrobbanásos elemszintézis modellszámításából ezen izotópok relatív gyakorisága kiszámolható. Egy ilyen számítás eredménye látható a 4. ábrán, ahol a gyakoriságokat a modellek egyetlen szabad paramétere, az univerzumra jellemző barion-foton arány függvényében tüntettem fel [10]. Az ábrán a fekete sávok mutatják a négy összetett atommag számított relatív gyakoriságát, míg a vízszintes, négyzetrácsosan kitöltött sávok mutatják ezen izotópok csillagászati megfigyeléseken alapuló, tényleges gyakoriságát. A sávok szélessége a gyakoriságok bizonytalanságára utal, látható például, hogy a ${}^4\text{He}$ esetén ez a bizonytalanság igen jelentős. Ennek oka, hogy a ${}^4\text{He}$ csillagok belsejében folyamatosan keletkezik, ezért ezen izotóp esetén nehéz az ősrobbanás utáni állapot gyakoriságára következtetni a megfigyelésekből.

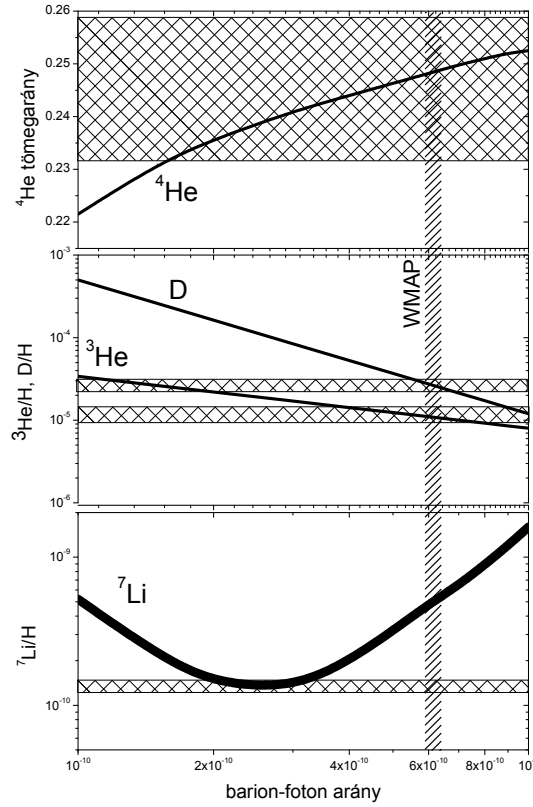
Alig pár évvel ezelőtt a Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) elnevezésű műhold a kozmikus háttérsugárzás anizotrópiájának igen nagy pontosságú mérésével több fontos kozmológiai állandó értékét határozta meg a korábbiaknál sokkal nagyobb pontossággal [11]. Ezek között van a barion-foton arány is, melynek értéke $6,1^{+0,3}_{-0,2} \cdot 10^{-10}$. Ezt mutatja az ábrán a függőleges, átlósan vonalkázott sáv. Így már összehasonlíthatóak az ősrobbanás-modell által számított és a megfigyelt gyakoriságok. Három izotóp esetén (${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$) az egyezés tökéletes. Ez az ősrobbanás modellek nagy sikere és egyben az ősrobbanásnak, mint a világegyetem keletkezése modelljének egyik fontos bizonyítéka. A ${}^7\text{Li}$ izotóp esetén azonban a modellek a megfigyelt értéknél mintegy háromszor nagyobb gyakoriságot jósolnak. Ez az úgynevezett ${}^7\text{Li}$ -probléma,



3. ábra. Az ősrobbanásban lejátszódó reakcióhálózat. A stabil izotópokat szürke négyzetek jelölik. A ${}^7\text{Li}$ izotóp keletkezéséhez vezető ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció külön kiemelve.

ami kapcsolódik a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakcióhoz. A WMAP által meghatározott barion-foton aránynál ugyanis a ${}^7\text{Li}$ keletkezése leginkább a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakción és a ${}^7\text{Be}$ mag ezt követő β -bomlásán keresztül zajlik. (Alacsonyabb barion-foton aránynál a ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ reakció lenne a döntő folyamat. Ennek a kettősségnek köszönhető a ${}^7\text{Li}$ számított gyakoriságát leíró görbe jellegzetes V alakja.)

Számos lehetséges magyarázata lehet a ${}^7\text{Li}$ -problémának. Az egyik, talán legvalószínűbb magyarázat, hogy a ${}^7\text{Li}$ megfigyelt gyakoriságából rosszul következtetnek a ${}^7\text{Li}$ ősrobbanás utáni gyakoriságára, mert esetleg nem vesznek kellőképpen figyelembe olyan folyamatokat, amik csillagokban a ${}^7\text{Li}$ megsemmisüléséhez vezethetnek [12]. Egy másik lehetséges ok, ami a jelen dolgozat témájához kapcsolódik, a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció nem megfelelően ismert hatáskeresztmetszete. Amennyiben ugyanis a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskereszt-

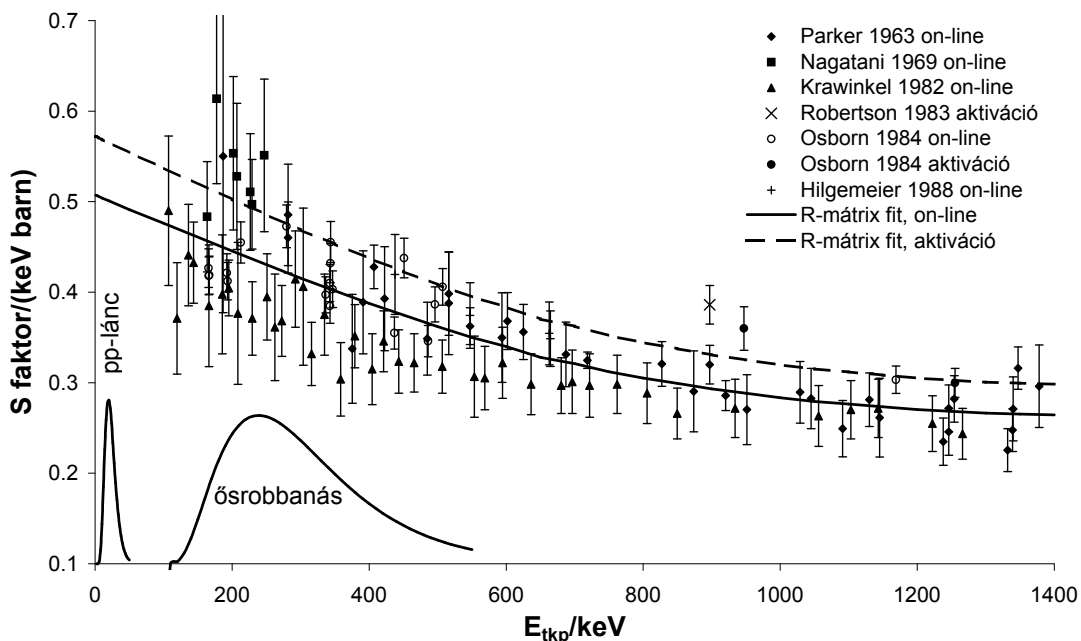


4. ábra. Az ősrobbanásban keletkezett elemek relatív gyakorisága az univerzum barion-foton arányának függvényében.

metszete a ősrobbanásos elemszintézisre jellemző energiákon jóval alacsonyabb, mint hisszük, úgy a ${}^7\text{Li}$ -probléma megoldódhat. Mindenképpen fontos tehát a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció alacsony energiás hatáskeresztmetszetének nagy pontosságú ismerete.

2.2. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció kísérleti vizsgálatának módszerei és korábbi eredmények

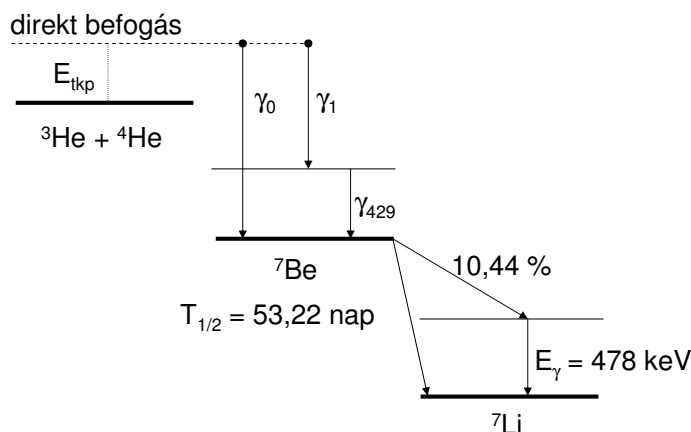
Látva a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció több szempontból is kiemelt asztrofizikai jelentőségét nem meglepő, hogy a 20. század második felében számos kísérletben mérték meg a reakció hatáskeresztmetszetét [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22].



5. ábra. A $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reakció asztrofizikai S -faktora az energia függvényében a „rég” mérések alapján [14, 15, 16, 18, 21, 22]. Az ősrobbanásra és a Nap pp -láncaira jellemző Gamow-ablak a bal alsó sarokban látható. A két görbe külön az aktivációs és on-line mérések eredményeire illesztett R -mátrix analízis eredménye [23].

E kísérletek összefoglalása látható a 5. ábrán, ahol a reakció asztrofizikai S -faktora látható a tömegközépponti energia függvényében. Az ábra szintén feltünteti az ősrobbanás és a Nap esetén a pp -láncokra jellemző hőmérsékletek esetén a reakció Gamow-ablakát. Látható, hogy az ősrobbanás energiatartományában ugyan vannak közvetlen kísérleti adatok, de ezeknek jelentős a hibája és a különböző adatsorok közötti szórás is nagy, így a hatáskeresztmetszet csak nagy bizonytalansággal ismert.

A pp -láncok energiatartományában viszont nincsenek kísérleti adatok, mivel ilyen alacsony energián a reakció hatáskeresztmetszete mérhetetlenül alacsony (az attobarn nagyságrendbe esik, aminek a mérése valószínűleg még sokáig megoldhatatlan feladatnak fog bizonyulni). Ezért elméleti megfontolá-

6. ábra. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció mechanizmusa.

sokon alapuló extrapolációk szolgáltatják a hatáskeresztmetszeteket a napmodellekhez, amiknek az alapját a magasabb energiás mérések képezik. Az extrapoláció bizonytalanságát a kísérleti adatok nagy hibáján kívül az a tényező is növeli, hogy a két különböző kísérleti módszerrel végzett mérések eredményei között látszólag ellentmondás van. Ennek bemutatásához a reakció mechanizmusára kell vetni egy pillantást.

Alacsony energiákon a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció direkt sugárzásos befogás révén megy végbe, melynek során prompt γ -sugárzás kibocsátása mellett a ${}^7\text{Be}$ végmag alapállapotban, vagy a 429 keV-es első gerjesztett állapotában keletkezik. Ez utóbbi esetben a gerjesztett állapot γ -sugárzás kibocsátásával bomlik az alapállapotra. Ez teremti meg a hatáskeresztmetszet mérésének első lehetőségét, az on-line γ -detektáláson alapuló technikát. Ebben a módszerben a reakció során kibocsátott prompt γ -sugárzás detektálásával határozható meg a hatáskeresztmetszet.

A reakcióban keletkező ${}^7\text{Be}$ végmag radioaktív, 53,22 napos felezési idővel, elektronbefogás révén stabil ${}^7\text{Li}$ izotóppá alakul. Az esetek mintegy 10 %-ában a bomlás a ${}^7\text{Li}$ mag 478 keV-es első gerjesztett állapotára vezet, ami γ -sugárzás kibocsátásával bomlik az alapállapotba. Ennek a γ -sugárzásnak a detektálásával is meghatározható a hatáskeresztmetszet, amennyiben a reakcióban keletkező ${}^7\text{Be}$ magokat valamilyen módon összegyűjtjük és az aktivitást off-line

módon meghatározzuk a 478 keV-es γ -sugárzás detektálásával. Ez az aktivációs módszer. A reakció mechanizmusa sematikusan az 6. ábrán látható.

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetének mérését a múltban mindkét módszerrel elvégezték, a 5. ábra tartalmazza mindkét technikával nyert eredményeket. Ha az extrapolációt a pp-láncok energiatartományára egymástól függetlenül végezzük el az aktivációs és az on-line mérések esetén, akkor azt tapasztaljuk, hogy a két érték mintegy 15 %-kal eltér egymástól, az aktivációs mérések rendre magasabb extrapolált hatáskeresztmetszetekre vezetnek. (Az ábrán látható extrapoláció P. Descouvemont és munkatársai R-mátrix analízisén alapul rögzítve a hatáskeresztmetszet-függvény alakját és normálva a kísérleti adatokra [23].) Ez tovább növeli a reakció extrapolált hatáskeresztmetszetének bizonytalanságát, amiből az következik, hogy például a ${}^8\text{B}$ nap-neutrínók számított fluxusának legnagyobb magfizikai eredetű bizonytalansága éppen a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció nem kielégítő pontosságából ered.

A neutrínódetektorok pontossága ma már lehetővé tenné a napmodellek jóslatainak precíz ellenőrzését. Ehhez azonban az kell, hogy a modellek bemenő adatai pontosan ismertek legyenek. Mivel a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció jelenti a legnagyobb magfizikai bizonytalanságot a modellekben, a reakció új kísérleti vizsgálatára komoly igény mutatkozott az új évezred első éveitől. Erre az igényre válaszolt a LUNA együttműködés, amikor célul tűzte ki a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetének a mérését. A következő alfejezetben ennek a mérésnek a részleteit és eredményeit ismertetem.

2.3. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálata a LUNA együttműködés keretében

A LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) együttműködés jelenlegi formájában egy olasz-német-brit-magyar kollaboráció, melynek célja asztrofizikai jelentőségű magreakciók hatáskeresztmetszetének mérése extrém alacsony energiákon [24]. Az Atomki nukleáris asztrofizikai csoportja nem sokkal annak létrejötte után, az ezredforduló környékén csatlakozott az együttműködés munkájához. Az együttműködés sikeresen mérte a ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, \text{pp}){}^4\text{He}$ [7], $\text{d}(\text{p}, \gamma){}^3\text{He}$ [O:10], ${}^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma){}^{15}\text{O}$ [O:14], ${}^{15}\text{N}(\text{p}, \gamma){}^{16}\text{O}$ [O:35] és ${}^{25}\text{Mg}(\text{p}, \gamma){}^{26}\text{Al}$

[O:36] reakciók hatáskeresztmetszetét, valamint kiterjedten tanulmányozta az elektronárnyékolás jelenségét [O:11].

Az együttműködés különlegességét az adja, hogy a világon egyedülként üzemeltet földalatti részecskegyorsítót. Olaszországban, Rómától mintegy száz kilométerre található az LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) földalatti laboratórium [25]. A labor fölötti majd' másfél kilométer szikla a kozmikus eredetű háttérsugárzást több nagyságrenddel csökkenti, így kiváló feltételeket biztosít ritka események megfigyelésére. Az intézetben többek között neutrínódetektorok, kettős β -bomlás megfigyelésére tervezett berendezések üzemelnek, sötét anyag kutatás zajlik. Az erősen lecsökkent háttérsugárzás azonban igen alacsony hatáskeresztmetszetű asztrofizikai jelentőségű magreakciók vizsgálatához is ideális feltételeket teremt, hiszen a kis valószínűségű folyamatokból származó jelek detektálása nem végezhető el nagy háttér jelenlétében. Az együttműködés kezdetben egy kicsi, 50 kV terminálfeszültségű gyorsítót használt. 2003-ban egy nagyobb energiájú, 400 kV-os gyorsító beüzemelésére került sor, ami megnyitotta a lehetőségét többek között a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálatának. A célunk az volt, hogy a világviszonylatban is egyedülálló háttérviszonyokat kihasználva minden korábbi mérésnél alacsonyabb energián határozzuk meg a reakció hatáskeresztmetszetét nagy pontossággal. Továbbá az irodalmi adatokban fennálló látszólagos ellentmondás vizsgálatára a méréseket mindkét módszerrel, on-line γ -detektálással és aktivációval is el kívántuk végezni.

2.3.1. A 400 kV-os LUNA gyorsító és a gázcéltárgy-rendszer

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetének méréséhez a besugárzásokat a LUNA 400 kV-os gyorsítójával végeztük. A gyorsító, melynek fényképe a 7. ábrán látható, egy Cockcroft-Walton típusú elektrosztatikus gyorsító, mely hozzávetőlegesen az 50–400 keV energiatartományban képes proton- és alfanyaláb előállítására (más részecskék gyorsítása az LNGS laboratóriumban jelenleg nem engedélyezett). A gyorsított részecskenyaláb fontos jellemzői az igen kis energiaszórás (70 eV) illetve az energia jó időbeli stabilitása (<5 eV/h). Az egyik legfontosabb paramétere a gyorsítónak azonban a nagy intenzitású

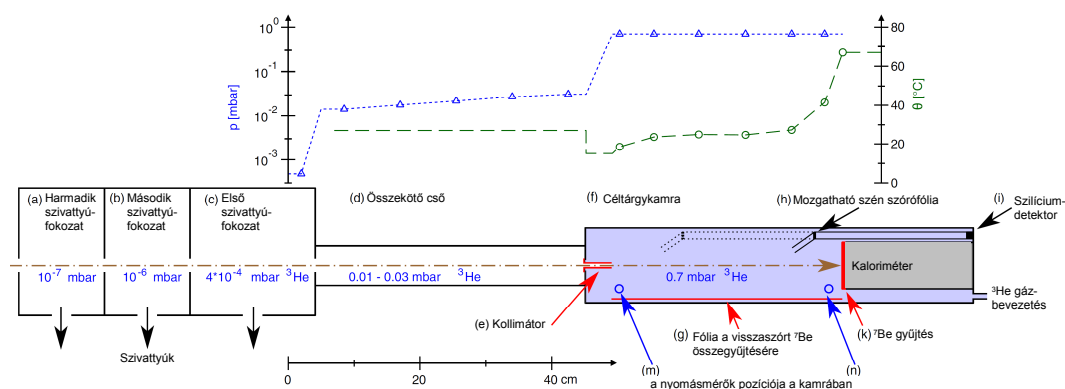


7. ábra. A 400 kV-os LUNA gyorsító fényképe

részecskenyaláb. Protonból mintegy $500\ \mu\text{A}$, míg alfa-részecskéből $300\ \mu\text{A}$ nyalábáram céltárgyra juttatására képes. Ez igen fontos a kis hatáskeresztmetszetű asztrofizikai reakciók sikeres tanulmányozásához.

A $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reakció vizsgálatának idején a gyorsító egyetlen nyalábcatornával volt felszerelve, ezen kellett az éppen aktuális kísérlethez szükséges céltárgykamrát valamint a mérőberendezéseket elhelyezni. Később a gyorsító egy második nyalábcatornával gazdagodott. A nyalábcatornába egy 45 fokos analizátor mágnesen keresztül lehetett a nyalábot elvezetni.

Mivel a $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reakció két nemesgáz-izotóp részvételével zajlik, így a kísérleti vizsgálatához gázcéltárgy használata szükséges. A mérések alacsony energiája miatt fóliával lezárt gázcella, mint céltárgy nem volt alkalmazható. Egy gázcella-ablaknak szóba jöhető legvékonyabb fólia – például egy $1\ \mu\text{m}$ vastag nikkel fólia is – teljesen elnyelné egy 400 keV-nél kisebb energiájú alfa-nyaláb energiáját. Így csak ablak nélküli céltárggyal lehetett a kísérleteket elvégezni. Erre a célra egy differenciálisan szívott, ablak nélküli gázcellát alakítottunk ki. Ennek a vázlata látható a 8. ábrán. Az alábbiakban a mé-



8. ábra. A LUNA együttműködés $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reakcióhoz használt gázcéltárgy-rendszerének vázlata, valamint a céltárgygáz nyomása és hőmérséklete a hely függvényében.

rőrendszer részeire az ábra kisbetűs jelölései alapján hivatkozok. A ^3He gázt egy mintegy 50 cm hosszúságú kamrába (f) vezetjük be, ahonnan az a gyorsító irányába több kollimátoron keresztül távozik. Három egymás után helyezett szivattyúfokozat (a,b,c) biztosítja, hogy a gyorsítóban 10^{-7} mbar nagyságrendű nyomás legyen fenntartható. Mivel a dúsított ^3He gáz ára igen magas (a ^3He természetes izotóparánya mindössze $1.3 \cdot 10^{-4}\%$), így a szivattyúfokozatok által elszívott gázt egy tartályba visszavezetve gáz-visszaforgatásos rendszert alakítottunk ki, amivel sok dúsított gázt tudtunk megtakarítani.

A méréseket 0,7 mbar gázcéltárgy-nyomáson végeztük. Ez a nyomás elegendően nagy volt ahhoz, hogy a céltárgymagok száma elégséges legyen a vizsgált energiatartományban a hatáskeresztmetszet mérésére, viszont a nyaláb energiavesztése a gázban 10 keV alatt maradt, így a kölcsönhatási energia viszonylag pontosan meghatározott volt.

A céltárgymagok számának pontos ismerete természetesen elengedhetetlen a hatáskeresztmetszet kiszámításához. Ezt a számot a kamra geometriai méreteiből, a gáz nyomásából és hőmérsékletéből számítottuk ki. A nyomás és a hőmérséklet kamrán belüli változásának pontos feltérképezéséhez a kamra és az összekötő cső hossz tengelye mentén több ponton mértük ezeket az értékeket. Ennek az eredménye látható az 8. ábra felső részén. Mint látható, a

kamrán belül a nyomás hozzávetőleg egyenletes, míg az összekötő csőben (d), illetve annak belépő és kilépő kollimátorában (e) több nagyságrendet csökken, míg eléri a szivattyúfokozatokra jellemző értéket. Ez utóbbi már elhanyagolható hozzájárulást ad a céltárgymagok számához, így csak a kamrában és az összekötő-csőben lévő gáz mennyiségét vettük figyelembe. A hőmérséklet változásáért a kamrában a vízhűtéssel ellátott kollimátor és a kaloriméter (lásd alább) meleg felszíne között kialakuló hőmérséklet-gradiens a felelős.

A besugárzások alatt a kamrában a nyomás állandóságát egy automatikus szabályozószelep biztosította. A kisebb változások követésére a kamrában két helyen (m,n) állandóan mértük a nyomást és az analízisnél figyelembe vettük a változásokat. A céltárgy tipikus vastagsága (azaz a ${}^3\text{He}$ atomok felületi sűrűsége) $6 \cdot 10^{17}$ atom/cm² volt.

A hatáskeresztmetszet meghatározásának másik fontos tényezője a céltárgyat bombázó részecskék száma. Ezt általában árammérésre vezetik vissza mérve a céltárgyon begyűjtött összes töltést. Kiterjedt gázcéltárgy esetén azonban ez a módszer nem használható, mert a nyaláb atommagjai a céltárgy atomjaival ütközve töltéscsere-reakciókban vesznek részt, így különböző töltésállapotban érik el a kamra végét. A töltés mérésével tehát nem nyerhetünk információt a bombázó részecskék számáról. Ehelyett kalorimetriás méréstechnikát alkalmaztunk. A módszer lényege, hogy a nyaláb által a kamrában leadott teljesítmény méréséből következtetünk az intenzitására. A gyorsító beállításai alapján ismerjük a nyaláb kezdeti energiáját. Figyelembe véve a gázban elszenvedett energiaveszteséget, a céltárgykamra végén kiszámított energiából és a nyaláb mért teljesítményéből a nyalábáram kiszámítható.

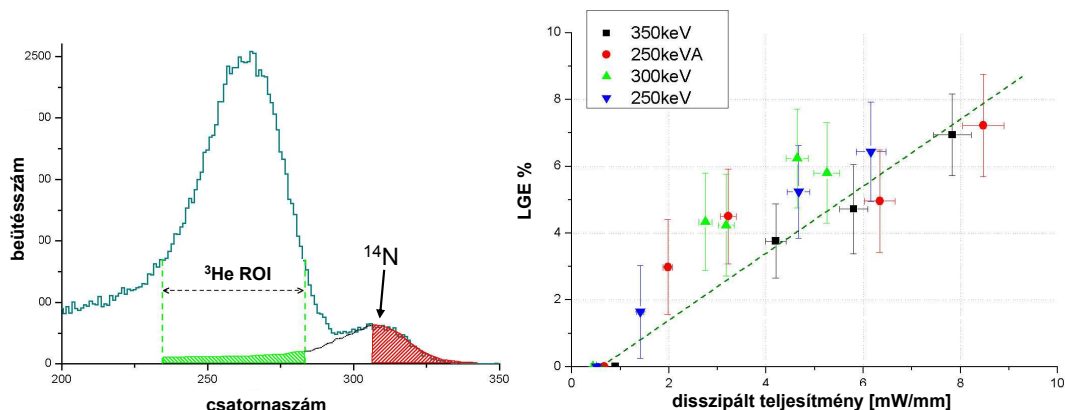
Ennek érdekében a kamrába egy állandó hőmérséklet-gradiensű kalorimétert építettünk. Ennek a működése azon alapul, hogy egy automatikusan vezérelt nagy teljesítményű ellenállás szabályozásával állandó hőmérsékletkülönbséget tartunk fenn a kaloriméter két pontja között. Esetünkben a kaloriméter hideg oldalának a hőmérséklete -10 C° volt, míg a meleg oldalé, ami egyben nyaláb megállítása is szolgál, $+70\text{ C}^\circ$. Amikor a nyaláb bombázza a kaloriméter felszínét, akkor az ellenállás kisebb teljesítménnyel képes fenntartani a hőmérséklet-különbséget. A teljesítmény mérésével a nyaláb hőteljesítménye, így intenzitása meghatározható.

Szükség volt a kaloriméter abszolút nyalábintenzitásra történő kalibrálására. Ezt úgy végeztük el, hogy vákuumra leszívott, tehát céltárgygazt nem tartalmazó kamrában bombáztuk a kaloriméter felszínét az alfa-nyalábbal. Gáz hiányában ekkor az elektromosan szigetelve felszerelt céltárgykamrában egyszerre tudtuk mérni a nyalábintenzitást a töltésmérés és a kaloriméter alapján. A mérést számos különböző nyaláberergia és intenzitás mellett elvégeztük és a mért értékek alapján a kaloriméter abszolút kalibrációját 1,5 %-os pontossággal el tudtuk végezni.

Amikor nagy intenzitású részecskenyaláb bombáz egy gázcéltárgyat, fontos figyelembe venni az angolul *beam heating effect* nevű jelenséget [26]. Nem lévén elterjedt magyar fordítása, a továbbiakban erre, mint *lokális gázmelegedési effektus (LGE)* fogok hivatkozni. A jelenség lényege, hogy az intenzív részecskenyaláb az útja mentén lokálisan felmelegíti a gázt, aminek így lecsökken a sűrűsége, tehát csökken a hatáskeresztmetszet meghatározáshoz szükséges céltárgyvastagság. Mivel lokális jelenségről van szó, ami teljes gáztérfogat kis hányadát érinti, így a nyaláb útján kívül elhelyezett nyomásmérőkkel az effektus nem észlelhető. Mivel azonban a hatás jelentős lehet, kísérleti vizsgálata elengedhetetlen.

A LUNA mérésekben a lokális gázmelegedési effektust rugalmas szórási mérésekkel vizsgáltuk. Mivel a nyaláb és a gáz részecskéi közötti rugalmas szórás ugyanolyan körülmények között játszódik le, mint a maga a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció, szórási adatokból a hatáskeresztmetszet-számításokhoz szükséges LGE korrekció meghatározható. E célból egy kettős szóráson alapuló részecskedetektor-elrendezést építettünk be a kamrába (lásd 8. ábra (h) és (i) részei.). Az első szórás a gázban következik be, míg a második egy szén fóliában, ami után a szórt ${}^4\text{He}$ mag egy szilícium detektorba jut. A szén fólia és a hozzá tartozó kollimátor mozgatható, így kiválasztható, hogy a gázcéltárgy melyik részén bekövetkezett első szórásból származó eseményeket regisztrálja a detektor. Így az LGE a hely függvényében is tanulmányozható. A szórt részecskék száma függ a nyalábintenzitástól, ami a kaloriméterrel mérhető. Ezen túl függ még a gázcéltárgy sűrűségétől, tehát a szórt részecskék hozamának mérésével az LGE meghatározható.

A méréseket több különböző nyaláberergián és intenzitás mellett is elvé-



9. ábra. Balra: tipikus szórási spektrum. Jól megkülönböztethetők a ^{14}N és ^3He magokon végbement szórási események. Jobbra: százalékos LGE a nyaláb által hosszegységenként disszipált teljesítmény függvényében.

geztük hat ponton a nyalábtengely mentén (az (e) kollimátortól 4, 8, 12, 16, 20 és 24 cm távolságra). Az 9. ábra bal oldala egy tipikus szórási spektrumot mutat. A domináns csúcs a ^3He magokon történt szórás eseményeiből származik. Az ettől jobbra látható csúcs a levegőből bekerült legnagyobb mennyiségű szennyező, a ^{14}N jelenlétére utal. Ez azt is mutatja, hogy az LGE vizsgálatán kívül a szórási spektrum felvétele a gáz tisztaságának mérésére is alkalmas. Az analízisnél figyelembe vettük a szórási spektrum alapján meghatározott gázszennyezők mennyiségét és amint a szennyezők idővel növekvő szintje meghaladta az 1 %-ot, a teljes gázt lecseréltük.

Az ábra jobb oldalán a kollimátortól 8 cm-es távolságban mért százalékos LGE látható a nyaláb által hosszegységenként disszipált teljesítmény függvényében különböző nyalábenergia és intenzitás esetén. Mivel a szórási spektrumok alapján az LGE nagyságát csak LGE-mentes referenciaméréshez képest lehetett meghatározni, ezért első közelítésben azt feltételeztük, hogy a legalacsonyabb intenzitású mérések esetén az LGE elhanyagolható. Ezért vannak az ábra bal alsó pontjai az x tengelyen. Ezután a többi mérést ezekhez a referencia-mérésekhez hasonlítva határoztuk meg az LGE mértékét. A pontokra történő lineáris illesztést felhasználva ezután korrekcióba vettük a re-

ferencia mérések nem nulla LGE értékét is. A mérések által meghatározott átlagosan 5 %-os LGE értéket figyelembe vettük az eredmények kiértékelésében a korrigálva a nyomásból és hőmérsékletből meghatározott céltárgymagok számát az LGE értékével [A:1].

2.3.2. Aktivációs mérések

A kísérletek első fázisában a hatáskeresztmetszetet aktivációs módszerrel határoztuk meg. Később elkészültek az on-line γ -detektálásos módszerhez szükséges kísérleti eszközök is, innentől a mérések a két módszerrel párhuzamosan folytak.

Az aktivációs módszerhez az szükséges, hogy a besugárzások alatt a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakcióban keletkező ${}^7\text{Be}$ magokat összegyűjtsük. A reakció a gázcella teljes hosszában bárhol végbemehet és a keletkező ${}^7\text{Be}$ a reakciókinematika által megszabott módon mozog tovább a gázban. A direkt befogás során kibocsátott prompt γ -sugárzás visszalökő hatására a ${}^7\text{Be}$ egy előre irányuló kúpon belül repül tovább. A szóban forgó nyalábenergiák esetén e kúp maximális nyílásszöge mintegy $2,1^\circ$. Ezen kívül a repülő mag fékeződik és irányszórást szenved mielőtt eléri a kamra végén a kaloriméter felszínét és abba az energiája által meghatározott mélységig beimplantálódik. Részletes szimulációkat végeztünk annak a meghatározására, hogy az implantált ${}^7\text{Be}$ magoknak milyen lesz a laterális eloszlása. Azt találtuk, hogy a keletkező ${}^7\text{Be}$ magok 99,8 %-a egy nyalábtengely körüli 70 mm átmérőjű körön belül éri el a kalorimétert. 70 mm volt az átmérője annak az eltávolítható réz lapnak, ami a kaloriméter felszínére volt rögzítve, hogy összegyűjtse a ${}^7\text{Be}$ magokat.

Mivel a ${}^7\text{Be}$ összegyűjtésére szolgáló kaloriméter-sapkát a nyaláb közvetlenül bombázza, fontos biztosítani azt, hogy semmilyen olyan magreakció ne játszódhasson le az anyagában, ami radioaktív izotópot termelve megzavarhatja a besugárzást követő γ -mérést. Különösen fontos, hogy parazita ${}^7\text{Be}$ termelő reakciók ne játszódhassanak le, mert ezeket aktivációs módszerrel természetesen nem lehetne megkülönböztetni a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakciótól. Ilyen parazita reakciók lehetnek például a ${}^6\text{Li}(\text{d}, \text{n}){}^7\text{Be}$ vagy ${}^{10}\text{B}(\text{p}, \alpha){}^7\text{Be}$ folyamatok, amik akkor játszódhatnak le, ha a kaloriméter-sapkában Li vagy B szennyezés van, az

alfa-nyaláb pedig molekulaion formájában proton vagy deuteron szennyezést is szállít. E reakciók hatáskeresztmetszete több nagyságrenddel nagyobb, mint a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakcióé, így kiszűrésük fontos feladat. Ennek érdekében a mérések megkezdése előtt nagy gondot fordítottunk a kaloriméter-sapka anyagának kiválasztására, amihez az Atomkiban is végeztünk méréseket. Különböző anyagokat sugároztunk be az Atomki Van de Graaff gyorsítójának proton- illetve deuteronnyalábjával és mértük a bennük esetlegesen keletkezett ${}^7\text{Be}$ -aktivitást. Méréseink alapján a választásunk nagy tisztaságú (oxygen free, high conductivity OFHC) rézre esett, amiben nem tapasztaltunk mérhető ${}^7\text{Be}$ -aktivitást. A réz azért is jó választás, mert ennek az anyagnak az esetén később jelentkezik a nagy dózisú alfa-besugárzás során fellépő felhólyagosodás (blistering) jelenség.

A gondos anyagkiválasztás ellenére parazita ${}^7\text{Be}$ keletkezését elvben nem lehetett kizárni. Ennek további vizsgálatára a LUNA gyorsító maximális energiáján, 400 keV-en végeztünk egy olyan besugárzást, amikor a gázcélanyagot ${}^3\text{He}$ helyett ${}^4\text{He}$ gázzal töltöttük fel. Ebben a gázban energetikailag nem lehetséges ${}^7\text{Be}$ keletkezésével járó reakció, így a sapka anyagában esetlegesen keletkező ${}^7\text{Be}$ vizsgálható. Ennek a mérésnek a segítségével 0,1 %-os felső határt tudtunk adni a parazita ${}^7\text{Be}$ keletkezésre.

Fontos megvizsgálni azt is, hogy különböző okokból mennyit veszítünk el a megtermelt ${}^7\text{Be}$ magokból. Mivel alacsony energiás mérésekről van szó, ezért nem elhanyagolható annak a valószínűsége, hogy a kaloriméter-sapkát elérő ${}^7\text{Be}$ mag rugalmasan visszaszóródik arról. Az effektus nagyságának a becslésére Monte Carlo szimulációkat végeztünk, ezen kívül a legnagyobb energián (400 keV) kísérletileg is megvizsgáltuk a jelenséget. A kamra belső falának egy adott hányadát bevontuk Al fóliával, ami felfogta a sapkáról visszaszóródott magokat (8. ábra (g)). A fólián összegyűlt aktivitás mérésével a visszaszórt magok arányára $1,3\% \pm 0,5\%$ értéket kaptunk, jó egyezésben a szimulációból származó 1,5 %-kal. Alacsonyabb energián, ahol a kis termelt aktivitások miatt a visszaszórás mértékének kísérleti meghatározása nem lehetséges, a szimulációból származó értékeket fogadtuk el 0,5 % hibával.

Az 8. ábrán látható nyomásértékekből következően a teljes céltárgygáz-mennyiség mintegy 3,5 %-a nem a kamrában, hanem az összekötő csőben található. Az itt keletkező ${}^7\text{Be}$ magok bizonyos valószínűséggel ugyan elérhetik a

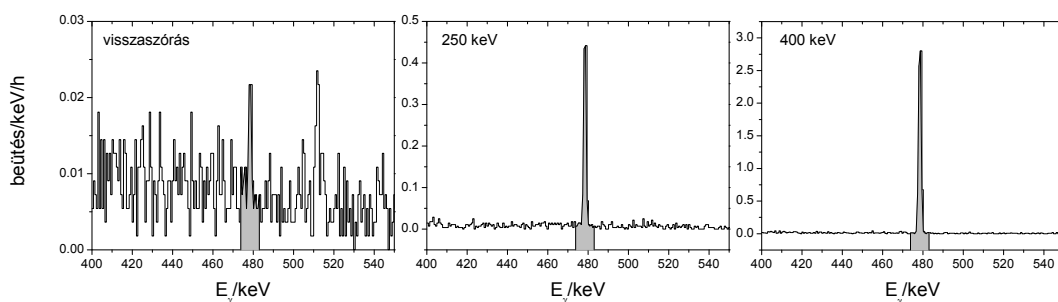


10. ábra. Az aktivációs mérésekhez használt gamma-detektorok fényképe

kaloriméter-sapkát, de nagyobb visszalökési szög, illetve szórás esetén az ábra (e) jelű kollimátorába ütköztek. Az ily módon elvesztett aktivitás arányának meghatározása szintén szimulációkkal történt, valamint a visszaszórás vizsgálatához hasonlóan a legmagasabb energián mérést is végeztünk. A mérés és a szimuláció ez esetben is jó egyezésben volt és 0,5 %-os hibával a maximum 2,6 %-os veszteséget figyelembe tudtuk venni.

A kaloriméter sapkák aktivitásának mérését az LNGS intézet alacsony háttérű földalatti laboratóriumában végeztük két nagy tisztaságú germánium (HPGe) detektorral. Mindkét detektor 120 % relatív hatásfokú teljes 4π árnyékolással ellátott, alacsony háttérű detektor volt. A kettő közül az egyik egy radon-elnyomást segítő dobozba volt zárva. Mivel ez a detektor rendelkezett alacsonyabb háttér-szinttel így a kis aktivitású mintákat, mint például a veszteségek mérésére használt Al fóliát és kollimátort, ezzel a detektorral mértük.

A detektorok abszolút hatásfokát a tényleges mérésekkel megegyező közeli geometriában kalibrált ^7Be forrásokkal végeztük. A ^7Be források használatának az az előnye, hogy nem kell ismernünk a detektorok hatásfokának energiafüggését, a szükséges hatásfok-érték a lényeges energiánál közvetlenül meghatározható. Három különböző aktivitású ^7Be forrást készítettünk az Atomkiban. Ehhez Ta hátlapra párologtatott LiF céltárgyakat sugároztunk be az Atomki Van de Graaff gyorsítójából származó 2,5 MeV-es protonokkal. A céltárgyban lejátszódó $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ reakció hozta létre a kívánt izotópot. A három forrás



11. ábra. Aktivációs spektrumok. A ^7Be bomlásából származó 478 keV-es csúcsok szürkével kiemelve, részletek a szövegben. A három spektrumban a függőleges tengelyek skálázása eltérő!

aktivitása 200 és 800 Bq között változott. A források aktivitását három különböző detektorral mértük az Atomkiban illetve az LNGS-ben. Mindhárom detektor esetén a detektorok abszolút hatásfokát független forrásból származó kalibrációs források segítségével határoztuk meg. A mérések jó egyezésben voltak, így a források aktivitását 1,8 %-os pontossággal tudtuk meghatározni. A detektorok hatásfokának helyfüggését is megvizsgáltuk a források detektortengellyel párhuzamos és arra merőleges mozgatása révén. Ezeket az adatokat felhasználva Monte Carlo szimulációt végeztünk annak a meghatározására, hogy mennyiben tér el a detektorok hatásfoka a 8 mm átmérőjű kalibráló források, illetve a kaloriméter-sapkába meghatározott térbeli eloszlással implantálódott ^7Be esetén. Energiától függően $0,8\% \pm 0,4\%$ és $1,5\% \pm 0,4\%$ közötti korrekciót határoztunk meg.

A 11. ábra néhány tipikus aktivációs spektrumot mutat a ^7Be bomlás szempontjából releváns energiatartományban. Az első panel 400 keV-es mérés során a kamrában elhelyezett, a visszaszórt ^7Be magok felfogására szolgáló Al fólián mért spektrumot mutatja. A fólián összegyűjtött aktivitás 1 mBq alatt volt, de az igen alacsony háttérű detektorral ez még mérhető volt. A 2. és 3. panelek a 250 és 400 keV-es energián besugárzott kaloriméter-sapka spektrumát mutatják. Ezekben az esetekben a ^7Be csúcsok dominánsak és könnyen kiértékelhetők.

Az aktivációs módszer alkalmazásával összesen nyolc besugárzást végez-

1. táblázat. Az aktivációs mérések néhány adata

E_α [keV]	besugárzás hossza [nap]	töltés [C]	gamma-mérés hossza [nap]		on-line mérés
			detektor 1.	detektor 2.	
220,0	34,6	726	-	74,6	igen
249,8	6,5	83	16	-	nem
250,0	21,2	413	23,9	-	igen
298,8	10,5	215	12	21	nem
348,4	9,5	203	6	22	nem
398,2	2,9	63	10	11	nem
399,3	4,4	114	-	21,3	igen
400,2*	6,5	104	16	-	nem

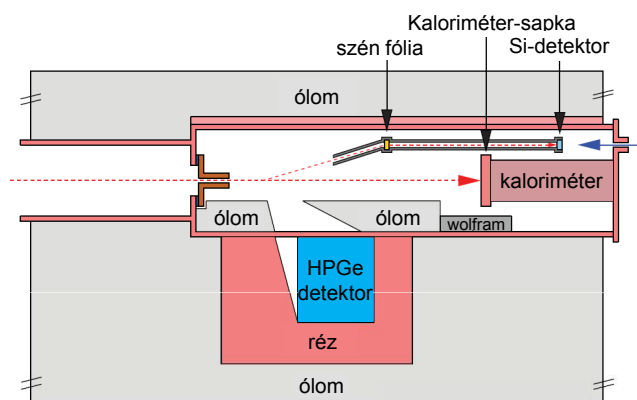
*Besugárzás ${}^4\text{He}$ céltárgyázzal a parazita ${}^7\text{Be}$ -termelés ellenőrzésére

tünk, egy esetben ${}^4\text{He}$ gázt használva céltárgynak a fent tárgyalt parazita ${}^7\text{Be}$ -termelés ellenőrzésére. Az első négy besugárzás során (250, 300, 350 és 400 keV) csak az aktivációs módszert használtuk, majd három besugárzás (220, 250, és 400 keV) történt a kísérletek második fázisában amikor az on-line és aktivációs méréseket kombináltuk. A besugárzások fontosabb paramétereit az 1. táblázat tartalmazza. Összesen mintegy 90 napnyi tiszta nyalábidót használtunk a mérésekhez, míg a két detektorral összesen (beleszámítva a táblázatban fel nem tüntetett Al fólia és kollimátor méréseket is) körülbelül 250 napig követtük a különböző mintákban a ${}^7\text{Be}$ bomlását.

Aktivációs módszerrel tehát a 220–400 keV-es energiatartományban sikerült meghatároznunk a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetét. Az eredményeket az on-line mérések kísérleti leírása után, azok eredményeivel együtt mutatom be a 2.3.4. fejezetben.

2.3.3. On-line mérések

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció Q-értéke meglehetősen alacsony, mindössze 1,586 MeV. Ebből következik, hogy a LUNA mérések energiatartományában a ${}^7\text{Be}$ mag alapállapotára vezető direkt befogás során kibocsátott gamma-sugárzás ener-



12. ábra. Az *on-line* mérésekhez módosított céltárgykamra és detektor.

giája mindig alacsonyabb, mint 1,8 MeV. Az első gerjesztett állapotra történő befogás, valamint ennek a (429 keV-es) nívónak az alapállapotra történő bomlása pedig még alacsonyabb energiájú gamma-kibocsátással jár. Ebből az következik, hogy a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció *on-line* vizsgálatához alacsony energiás gamma-sugárzás detektálása szükséges.

Az LNGS földalatti laboratóriumban a kozmikus eredetű gamma-sugárzás intenzitása több nagyságrenddel kisebb, mint a föld felszínén. Ezért egy gamma-detektor spektrumában a nagyenergiás tartományban szinte nem találunk beütést. Alacsony energián azonban, jellemzően 2,6 MeV alatt, a környezeti radioaktivitásból származó háttérsugárzás természetesen jelen van. Ez a földalatti laboratóriumban passzív árnyékolással eredményesebben csökkenthető, mint a föld felszínén, ugyanis egy földfelszíni detektor esetén a kozmikus sugarak másodlagos, alacsony energiás gamma-sugárzást is indukálhatnak a passzív árnyékolás anyagában. Az *on-line* mérésekhez tehát a fentiekben bemutatott céltárgykamra mellé gamma-detektort kellett telepíteni és ellátni passzív árnyékolással.

A 12. ábra mutatja a továbbfejlesztett mérési elrendezést. A céltárgykamra alá egy 135 % relatív hatásfokú, ultra alacsony háttérű HPGe detektort helyeztünk és a detektort, a kamrát körülvevük 5 cm réz és 25 cm ólom árnyékolással. A teljes, több mint három tonna tömegű árnyékolással sikerült a 2 MeV alatti energiatartományban a háttérrel mintegy öt nagyságrenddel leszorítani.

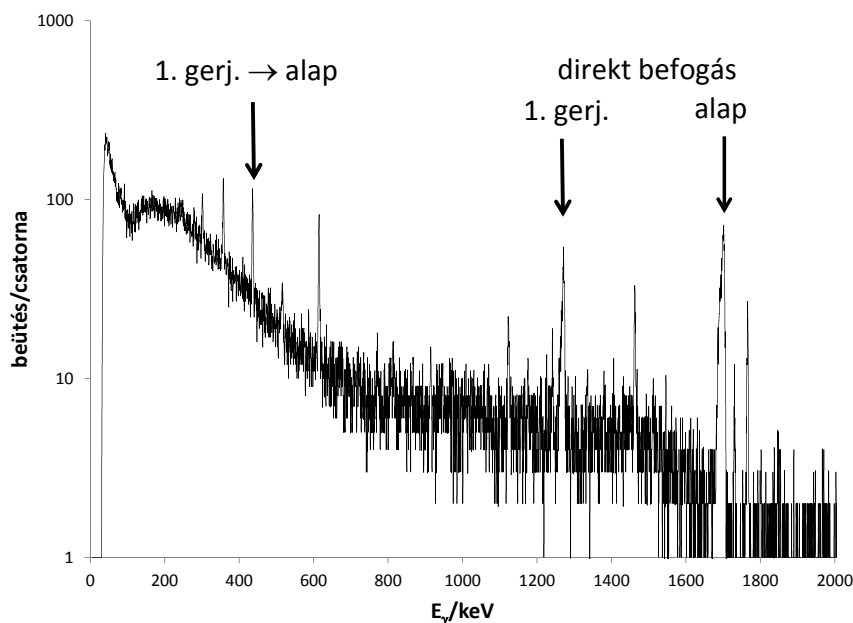
A céltárgykamra belsejében egy megfelelően kialakított ólom-kollimátort helyeztünk el. Ez azt biztosította, hogy a detektort csak a reakcióból 55° közeli szögben kibocsátott γ -sugarak érhetik el. Mivel a γ -sugárzás szögeloszlását leíró Legendre-polinomok másodrendű tagjának 55° -ban zérushelye van, így az 55° -os detektálás csökkent a hatáskeresztmetszet meghatározásának szögeloszlásból származó szisztematikus hibáját. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakcióban keletkező γ -sugárzás szögeloszlására léteznek elméleti számítások [27, 28]. Az elméleti számítások által adott Legendre-polinom együtthatókat felhasználva Monte Carlo szimulációkat végeztünk figyelembe véve a detektor és az ólom kollimátor geometriáját. A szimulációk során 100 %-kal változtattuk az együtthatók nagyságát és a detektált fotonok számának változása alapján állapítottuk meg a szögeloszlásból származó szisztematikus hibát.

A detektor abszolút hatásfokát a kamrán belüli pozíció függvényében a nyálb tengely mentén mozgatott hitelesített radioaktív forrásokkal mértük, valamint kiterjedt Monte Carlo szimulációkat végeztünk. A kollimátornak köszönhetően a detektor által "látott", céltárgy mintegy 12 cm hosszú volt, szemben az aktiváció esetén érvényes 37 cm-rel.

Mint az aktivációs mérések tárgyalásánál már említettem, on-line méréseket három energián 220, 250 és 400 keV-en végeztünk. E besugárzások adatait is tartalmazza a 1. táblázat. A 250 keV-es besugárzás során felvett spektrumot mutatja a 13. ábra. A ${}^7\text{Li}$ alap- illetve első gerjesztett állapotára vezető direkt befogásból származó gamma-csúcsok, valamint az első gerjesztett állapot alapállapotra való bomlásakor kibocsátott 429 keV-es gamma-csúcsok jól láthatóak és azokat az ábrán nyilakkal jelölöm. Mivel az aktivációs módszerrel ellentétben itt a két állapotra vezető befogás a gamma-spektrum mérésével megkülönböztethető, így a hatáskeresztmetszet mérésén túl meg tudtuk határozni a kettő közötti elágazási arányt is (lásd a következő fejezetben).

2.3.4. Eredmények és a LUNA mérések konklúziója

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció mindkét technikával végzett hatáskeresztmetszet-méréseinek az eredményét a 2. táblázat foglalja össze. Az on-line mérések esetén az alap- és az első gerjesztett állapotokra vezető befogás elágazási aránya is



13. ábra. 250 keV-es bombázóenergiánál felvett on-line γ -spektrum. Nyílak jelzik a ${}^7\text{Li}$ alap- illetve első gerjesztett állapotára vezető direkt befogásból származó gamma-csúcsokat, valamint az első gerjesztett állapot alapállapotra való bomlásából származó csúcsot.

szerepel a táblázatban. A párhuzamosan végzett on-line és aktivációs mérések esetén az eltérő effektív energia oka, hogy a két módszer esetén különböző az effektív céltárgyvastagság, így a céltárgybeli energiaveszteség is.

Az eredményeket asztrofizikai S-faktor formájában az 14. ábra mutatja. Halványszürke színnel a korábbi mérések eredményei is láthatók. Jól látszik, hogy a LUNA méréseket minden korábbinál alacsonyabb energián sikerült elvégeznünk, a korábbi mérésekét jóval meghaladó pontossággal. Ráadásul a két módszerrel kapott eredmények (az ábrán eltérő szimbólumokkal jelölve) tökéletes egyezést mutatnak, így méréseink nem igazolták a korábbi mérésekben tapasztalt ellentmondást. Valószínűsíthető tehát, hogy a korábbi ellentmondás hátterében valamilyen fel nem fedezett szisztematikus hiba húzódik meg.

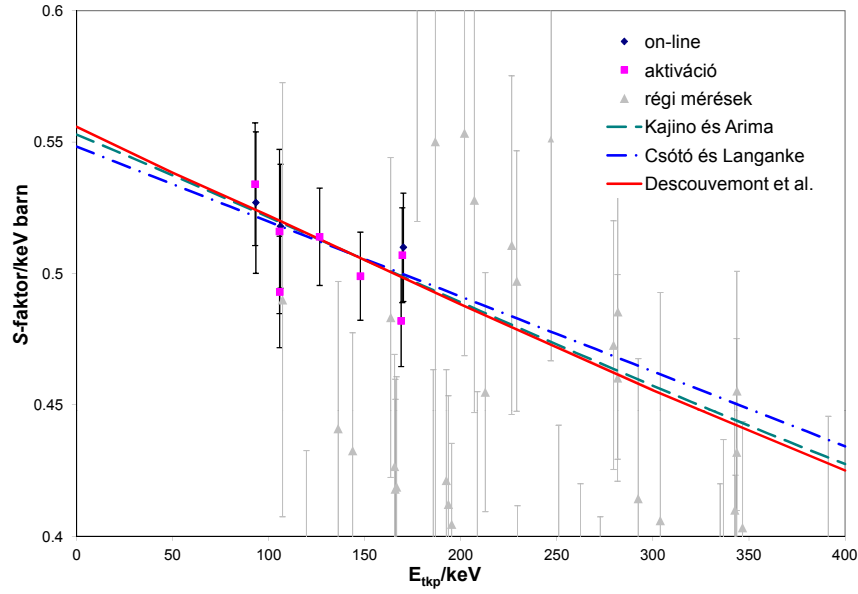
A LUNA mérések energiatartománya egybeesik az ősrobbanásra jellemző Gamow-ablak alacsony energiás részével. Mivel eredményeink nem vezettek a

2. táblázat. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció LUNA együttműködés által végzett kísérleti vizsgálatának eredményei.

$E_{\text{eff,tkp.}}$ keV	módszer	hatáskeresztmetszet nbarn	S-faktor keV barn	elágazási arány $\sigma_{1. \text{ gerj.}}/\sigma_{\text{alap}}$
92.9	akt.	0.232 ± 0.010	0.534 ± 0.023	
93.3	on-line	0.235 ± 0.012	0.527 ± 0.027	0.380 ± 0.030
105.6	akt.	0.567 ± 0.034	0.516 ± 0.031	
105.7	akt.	0.546 ± 0.023	0.493 ± 0.021	
106.1	on-line	0.588 ± 0.027	0.518 ± 0.024	0.415 ± 0.029
126.5	akt.	1.87 ± 0.067	0.514 ± 0.019	
147.7	akt.	4.61 ± 0.155	0.499 ± 0.017	
168.9	akt.	9.35 ± 0.337	0.482 ± 0.017	
169.5	akt.	10.00 ± 0.356	0.507 ± 0.018	
170.1	on-line	10.25 ± 0.414	0.510 ± 0.021	0.417 ± 0.020

korábban, kissé magasabb energián végzett méréseknél jelentősen eltérő eredményre, ezért az ősrobbanás modellek által adott ${}^7\text{Li}$ gyakoriság értéke nem módosul jelentősen, legfeljebb a pontossága növekszik. Ezért kijelenthető, hogy az ősrobbanás ${}^7\text{Li}$ -problémája nem oldható meg a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció nem kielégítően pontos ismerete alapján.

A Nap pp-láncaira jellemző energiatartomány azonban jóval alacsonyabb, mint amit méréseinkkel el tudtunk érni. Így továbbra is elkerülhetetlen, hogy az S-faktor értékét a tanulmányozott tartományból alacsonyabb energiákra extrapoláljuk. Az extrapoláció elméleti megfontolások alapján, különböző modellek segítségével történhet. A 14. ábra az irodalomban fellelhető számos különböző elméleti modell közül hármat mutat. Jelen kísérleti munkát ismerető dolgozatnak nem célja a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakciót leíró elméleti modellek részletes tárgyalása, így a három modellnek csak főbb jellemzőit adom meg. P. Descouvemont és szerzőtársai a meglevő kísérleti adatokra R-mátrix módszerrel illesztik az S-faktor görbét [23]. Csótó és Langanke kiterjesztett két test klaszter modellt [29], míg Kajino és munkatársai [30, 31] az úgynevezett



14. ábra. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció LUNA együttműködés által két módszerrel mért asztrofizikai S-faktora a tömegközépponti energia függvényében. Halvány-szürkével a korábbi alacsony energiás mérések eredményei is láthatók. A három görbe különböző elméleti modellek által jósolt S-faktort mutatja a LUNA mérésekre illesztve. Részletek a szövegben.

resonating group módszert alkalmazza az S-faktor meghatározására.

Mindhárom modell esetén az energiafüggést változatlanul hagyva az S-faktort úgy skáláztuk, hogy a LUNA eredményekkel legjobb egyezést kapjuk². Köszönhetően a LUNA eredmények nagy pontosságának valamint az alacsony energiáknak, a különböző modellek nem vezetnek jelentősen eltérő eredményre, ha (az asztrofizikában megszokott módon) zéró energiára extrapoláljuk őket. A LUNA eredmények tehát olyan erős megszorítást jelentenek az extrapolált S-faktorra, hogy a zéró energiás S-faktor hibája jelentősen lecsökkent méréseink eredményeképpen.

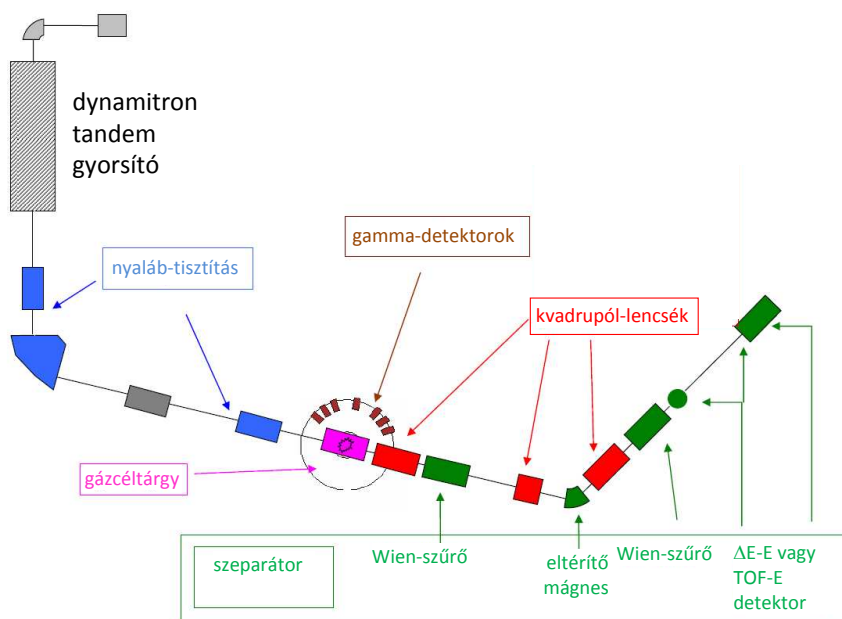
²Mikroszkopikus modellek esetén a számított S-faktor értékek tetszőleges faktorial való skálázása elvileg nem megengedett. Ám ameddig a skálafaktor egy közelében marad (ahogy esetünkben is), addig az eljárás nem okoz nagy hibát és lehetővé válik a mért értékek alacsonyabb energiára történő extrapolációja különböző modellek segítségével

A LUNA méréseket megelőzően a nukleáris asztrofizikában használt két kompiláció a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció zéró energiás S-faktorára a következő értékeket javasolta (ugyanazon kísérleti adatokat felhasználva): $S(0)_{\text{NACRE}} = 0,54 \pm 0,09 \text{ keVb}$ [32], illetve $S(0)_{\text{Adelberger}} = 0,53 \pm 0,05 \text{ keVb}$ [8]. Mindkét esetben jelentős, több, mint 10 %-os hiba terheli az S-faktor értékét, ami a számított ${}^8\text{B}$ napneutrínó-fluxusban nagy hibát okoz. A LUNA adatok alapján származtatott zéró energiás S-faktor érték a következő: $S(0)_{\text{LUNA}} = 0,560 \pm 0,017 \text{ keVb}$ [A:6]. Ennek az értéknek a kiszámításához Descouvemont és munkatársai R-mátrix modelljét használtuk, de hibahatáron belül azonos eredményt kapunk más modellek használata esetén is. Ez az eredmény hibahatáron belül megegyezik a fent említett kompilációk által javasolt értékekkel, de azoknál jóval pontosabb, 3 % teljes hibájú. Ezzel az eredménnyel a számított ${}^8\text{B}$ napneutrínó-fluxus ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakcióból eredő bizonytalansága 7,5 %-ról 2,4 %-ra csökkent. Hasonlóan a ${}^7\text{Be}$ neutrínók esetén ez a bizonytalanság 8 %-ról 2,5 %-ra csökkent.

2.4. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálata az ERNA tömegszeparátorral

Felismerve a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció jelentőségét, a LUNA mérésekkel párhuzamosan, illetve azok után több más kutatóintézetben is célul tűzték ki a reakció hatáskeresztmetszetének mérését [33, 34]. Ezek közül én az ERNA együttműködés munkájában vettem részt, az alábbiakban ezt a mérést, illetve eredményeit ismertetem. A LUNA kísérletekkel ellentétben ebben a mérésben szerepem nem volt meghatározó, így csak egy rövidebb ismertetésre szorítkozom. A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció jövőbeli vizsgálata szempontjából azonban az ERNA mérések eredménye nagy jelentőségű, így rövid bemutatása mindenképpen indokolt.

Az ERNA (European Recoil Separator for Nuclear Astrophysics) együttműködés célja asztrofizikai jelentőségű magreakciók hatáskeresztmetszetének mérése tömegszeparátor segítségével [35]. Az ERNA tömegszeparátor 2009-ig Németországban, a bochumi Ruhr-Egyetemen működött (jelenleg a olaszországi Casertában üzemel). Az első két reakció, amit a szeparátorral Bochumban



15. ábra. Az ERNA tömegszeperator sematikus felépítése

vizsgáltak a nukleáris asztrofizika talán legfontosabb reakciója, a ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ folyamat [36] és a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ volt.

A szeperator felépítése sematikusán a 15. ábrán látható. A dynamitron tandem gyorsítóból származó alfa-nyaláb egy differenciálisan szívott ${}^3\text{He}$ gázcéltárgyat bombáz, ahol lejátszódik a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció. A keletkező ${}^7\text{Be}$ izotópok a reakciókinematika által meghatározott kúpszögön belül a nyaláb irányában haladnak tovább és belépnek a gázcéltárgy mögötti szeperatorba. A szeperator elektrosztatikus és mágneses eltérítő elemeinek feladata, hogy a keletkezett ${}^7\text{Be}$ magok eljuthassanak a szeperator végén elhelyezett detektorba, a nyaláb alfa-részecskéit azonban eltérítsék.

Az alfa-nyaláb intenzitásának és a céltárgymagok számának a szorzatát a gázcéltárgyban elhelyezett rugalmas szórási detektor adataiból nyertük. A szeperator akceptanciáját a ${}^7\text{Be}$ ionok minden lehetséges töltésállapotában kísérletileg meghatároztuk. A szeperator végén a ${}^7\text{Be}$ magok detektálására és azonosítására egy ΔE -E teleszkópot, illetve az alacsonyabb energiatartományban repülési idő-energia detektorrendszert használtunk.

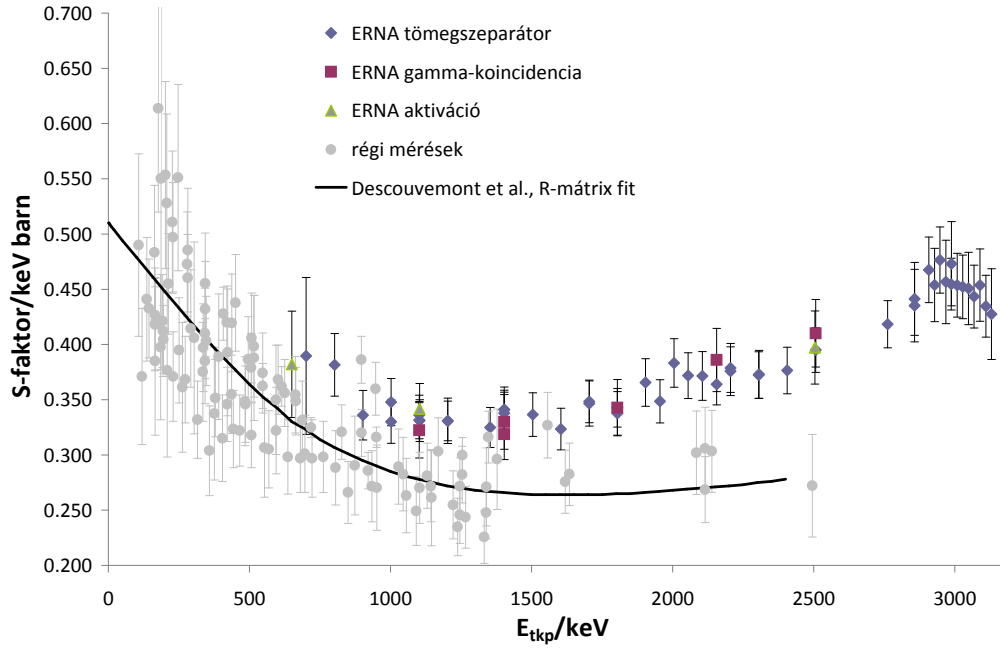
A ^7Be izotópok közvetlen számlálásán kívül a hatáskeresztmetszet mérését két másik módszerrel is elvégeztük. A gázcéltárgy mellé telepített NaI detektorokkal a befogási reakcióban kibocsátott prompt gamma-sugárzást detektáltuk a szeparátor végén lévő detektorral koincidenzában. Így közvetlenül össze tudtuk hasonlítani a teljes hatáskeresztmetszetet a gamma-kibocsátással járó reakció hatáskeresztmetszetével, így a kettő közötti esetleges különbség felderíthető lett volna.

A gázcéltárgyvastagság illetve a nyalábintenzitás mérésének megbízhatóságát aktivációs módszerrel is ellenőriztük. E célból néhány energián a szeparátort kiiktatva a gázcéltárgy után ^7Be felfogó lapot helyeztünk el. Az ezen összegyűjtött aktivitást ezután az előző fejezetben bemutatott Gran Sasso-i alacsony háttérű detektorral mértük.

Mindhárom módszerrel (tömegszeparátor, gamma-koincidenzá, aktiváció) végzett méréseink eredménye a 16. ábrán látható S-faktor formájában [A:9]. A hatáskeresztmetszetet széles, 700 és 3100 keV effektív tömegközépponti energiatartományban határoztuk meg. A legalacsonyabb mérhető energiát a szeparátor akceptanciája, a végdetektor paraméterei valamint a háttérviszonyok határozták meg. Mindezek miatt a méréseket a LUNA energiatartománynál csak jóval magasabb energiákon tudtuk elvégezni.

A három módszerrel kapott eredmények jó egyezésben vannak. Ez a LUNA mérések eredményeihez hasonlóan alátámasztja azt, hogy a régi mérésekkel ellentétbe nincs ellentmondás a különböző módon meghatározott hatáskeresztmetszetek között. Nincs jelentős járuléka például egy esetleges monopol átmenetnek a direkt reakció során [8], mely γ -méréssel nem lenne megfigyelhető, míg a szeparátorral és aktivációs módszerrel igen, s így ez utóbbi módszerekkel magasabb hatáskeresztmetszetet kapnánk.

A 16. ábrán a hasonló energiatartományban végzett korábbi mérések eredményei is fel vannak tüntetve. Mintegy 1200 keV fölött az egyetlen régebbi adatsor Parker és munkatársai 1963-as mérésből származik [14]. Egyéb adat nem lévén, ebben az energiatartományban az elméleti modellek is ezt az adatsort próbálták leírni (lásd az ábrán példaként Descouvemont és munkatársai R-mátrix fitjét). Az ERNA mérések meglepő eredményt hoztak. Magas energiák felé mind a hatáskeresztmetszet abszolút értéke, mind annak energiafüggése



16. ábra. A $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reakció ERNA szeparátorral mért S -faktora. Korábbi mérések eredményei, valamint a rájuk illesztett R -mátrix görbe szintén látható az ábrán.

jelentősen eltér a Parker és munkatársai által publikáltaktól.

Az eltérésnek asztrofizikai szempontból súlyos következményei vannak. A hatáskeresztmetszet alacsony energiára történő extrapolációjához elméleti modellek szükségesek. A modelleknek le kell írniuk a hatáskeresztmetszet magas energiás viselkedését is. Ezt addig a Parker adatokra próbálták elvégezni, ám ha ezek nem bizonyulnak pontosnak (ahogy az ERNA adatok sejtetik), akkor egy magas energián más eredményeket szolgáltató elmélet talán az eddigiektől eltérő alacsony energiás extrapolált hatáskeresztmetszetekre is vezethet. Ekkor pedig felül kell vizsgálnunk azt a kijelentésünket, hogy a viszonylag alacsony energiás LUNA mérések erős, és szinte modellfüggetlen megszorítást jelentenek az extrapolált hatáskeresztmetszetre. Úgy tűnik, hogy a LUNA és ERNA együttműködések által elért jelentős eredmények ellenére továbbra is a $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reakció okozza az egyik legnagyobb magfizikai eredetű bizonytalanságot a napneutrínók számított fluxusában.

2.5. Kitekintés

Miután az ERNA eredmények napvilágot láttak, természetesen az elméleti fizikusok oldaláról is megindult a törekvés arra, hogy újonnan kidolgozott modellekkel kielégítő leírását adják az új kísérleti adatoknak mind alacsony, mind magas energián. Figyelemre méltó eredményt értek el például Neff és munkatársai, akik fermionikus molekuladinamikai ab-initio számításaikkal gyakorlatilag illesztési paraméterek nélkül képesek kielégítően reprodukálni mind az alacsony, mind a magas energiás új adatokat [37].

Mivel magas energián mindössze két, egymásnak ellentmondó kísérleti adatsor áll rendelkezésre, fontos annak ellenőrzése, hogy az adatsorok közül melyik a helyes. Ez természetesen új, független, magas energiás mérések kivitelezését teszi szükségessé. Világszerte több helyen kezdtek ilyen irányú vizsgálatokat, köztük az Atomki nukleáris asztrofizika csoportja is. Kifejlesztettünk egy ${}^3\text{He}$ gázcellát, aminek segítségével a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetét aktivációs technikával kívánjuk meghatározni az ERNA mérések energiatartományában. Jelen dolgozat írásakor ezek a kísérletek folyamatban vannak.

Szintén hasznos lehet a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció indirekt módszerekkel való vizsgálata. Az Atomki ciklotronjával a ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, d){}^7\text{Be}$ reakciót tanulmányoztuk a ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ reakció aszimptotikus normalizációs együtthatójának (ANC) meghatározása céljából [38]. A kísérleteket az olasz cataniai kutatóintézet munkatársaival együttműködve elvégeztük. Az eredmények analízise, illetve szükség esetén további mérések megtervezése folyamatban van.

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció mind az ősrobbanás, mind a Nap hidrogénégése szempontjából kulcsreakció. Bár az utóbbi években jelentős eredmények születtek a reakció vizsgálatában és a kísérleti bizonytalanságok csökkentésében, a reakció valószínűleg még hosszú ideig munkát ad mind az elméleti, mind a kísérleti magfizikusoknak.

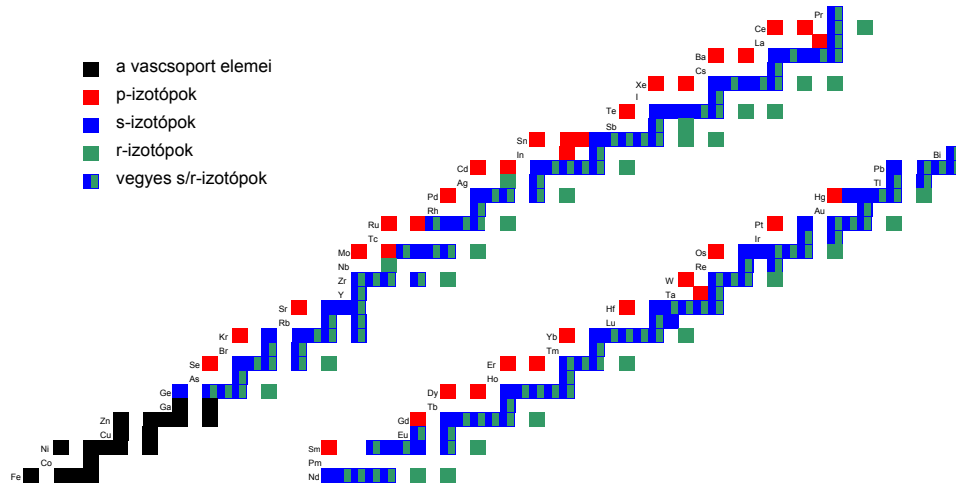
3. Az asztrofizikai p-folyamat szempontjából lényeges befogási reakciók hatáskeresztmetszeteinek mérése

Kivonat

Az asztrofizikai p-folyamat az elemszintézis azon folyamatainak összefoglaló neve, melyek a természetben található nehéz, protongazdag izotópok szintéziséért felelősek. A p-folyamat legfontosabb része az úgynevezett γ -folyamat, melyben nehéz izotópokon lejátszódó γ -indukált reakciók játsszák a fő szerepet, s mely magas hőmérsékleten, legvalószínűbben szupernóva-robbanások során játszódik le. A p-folyamat modellek nem képesek kellő pontossággal reprodukálni a p-izotópoknak természetben megfigyelt gyakoriságát, melynek egyik oka a folyamatban résztvevő magreakciók hatáskeresztmetszeteinek nem pontos ismerete. Az Atomki nukleáris asztrofizikai kutatásainak hosszú ideje egyik legfontosabb témája a p-folyamat szempontjából fontos töltöttrészecske-befogási reakciók hatáskeresztmetszeteinek mérése. Ebben a fejezetben azokkal a reakciókkal foglalkozom, melyeknek vizsgálatában szerepem meghatározó volt. Részletesen bemutatom a kísérleti technikát, a mérések eredményeit, valamint tárgyalom az azokból levonható asztrofizikai következtetéseket.

3.1. A nehéz elemek szintézise

A vasnál nehezebb kémiai elemek az elemszintézis szempontjából különálló csoportot alkotnak a nukleáris asztrofizikában, ezért gyakran egyszerűen, mint „nehéz elemek” hivatkozunk rájuk [39]. Ennek oka, hogy az atommagokban az egy nukleonra eső kötési energia a vascsoport elemeinek tartományában éri el a maximumát, így ezen elemek atommagjainak fúziós reakciója nem jár energiafelszabadulással. Amennyiben egy nagytömegű csillag magjában a csillagfejlődés előrehaladott állapotában sorozatos fúziós reakciók eredményeként a vascsoport elemeinek atommagjai alakulnak ki [40], akkor tehát az ezeken a magokon lejátszódó fúziós reakciók nem biztosíthatják a csillag további



17. ábra. A nuklidtáblázat a nehéz elemek tartományában. A különböző folyamatokban keletkező izotópokat különböző színek jelölik.

működéséhez szükséges energiaforrást. Ennek következtében a természetben megtalálható nehéz elemek csak valamilyen másodlagos, a csillag fejlődését alapvetően nem befolyásoló folyamat eredményeképpen jöhetnek létre.

A nuklidtáblázatnak a 17. ábrán látható részlete a nehéz elemek tartományában mutatja a stabil izotópokat. Különböző színekkel vannak feltüntetve a különböző folyamatok által létrejött izotópok. A nehéz elemek Naprendszerben megfigyelt gyakoriságáért mintegy 99%-ban neutronbefogási reakciók a felelősek két különböző folyamatban, az asztrofizikai s- és r-folyamatokban. Mindkét folyamat sorozatos neutronbefogások és β -bomlások révén építi fel a nehéz elemek izotópjait, a különbség a folyamatok időskálájában van, amit az adott csillagkörnyezetben előforduló neutronsűrűség határoz meg.

Az s-folyamat (slow, lassú) esetén a neutronsűrűség viszonylag alacsony, $(10^6 - 10^{11}) \text{ cm}^{-3}$, így a neutronbefogások általában olyan lassan követik egymást, hogy amennyiben radioaktív mag keletkezik, úgy van ideje β -bomlással stabil maggá alakulni, mielőtt a következő neutronbefogás bekövetkezik. Így az s-folyamat a stabilitási sáv mentén, a völgy mélyén építi fel a nehéz izotópokat. Az s-folyamat jelenleg elfogadott elméletében megkülönböztetik a gyenge és a fő komponens. A fő komponens alacsony tömegű AGB csillagokban nagyobb

neutronsűrűség mellett, míg a gyenge komponens alacsonyabb neutronsűrűség mellett, nagy tömegű csillagokban játszódik le [41].

Míg az s-folyamat az elemszintézis viszonylag jól ismert folyamata, addig az r-folyamat (rapid, gyors) pontos részletei még messze nem tisztázottak [42]. Az alapvető különbség az s-folyamathoz képest az, hogy itt a neutronbefogások olyan gyorsan követik egymást, hogy a β -bomlásokra „nincs idő”, azaz a folyamat eredményeképp erősen neutrontöbbletes, radioaktív magok jönnek létre. A neutronelhullatási vonal közelében aztán erősen lecsökken az újabb neutronok befogásának valószínűsége, és a folyamatnak várni kell a β -bomlás bekövetkeztére. A folyamat tehát a neutronelhullatási vonal közelében halad a magasabb tömegszámok irányába és csak a neutronfluxus megszűnése után térnek vissza a létrejött izotópok a stabilitási sávba sorozatos β -bomlásokkal. Ennek eredményeképp azok a neutronban gazdagabb izotópok is létrejöhetnek, amiket nem érint az s-folyamat. Az r-folyamathoz nagy neutronsűrűség szükséges ($>10^{20} \text{ cm}^{-3}$), ami csak robbanásos eseményekben, például szupernóva-robbanások során áll fenn. Az r-folyamat pontos helyszíne és körülményei azonban még tisztázatlanok, valamint a kísérletileg nehezen vizsgálható, erősen neutrongazdag izotópok szerepe miatt a folyamat magfizikai részletei sem ismertek kellő pontossággal.

A 17. ábra kék illetve zöld színnel jelöli rendre azokat az izotópokat, amik az s-, illetve az r-folyamat révén jönnek létre. Számos izotóp esetén mindkét folyamat hozzájárulhat a keletkezésükhöz. Ezeket kettős színnel tüntettem fel. Található azonban a nuklidtáblázat protongazdag oldalán mintegy három tucat olyan izotóp, amely nem jöhet létre egyik neutronbefogási folyamattal sem. Ezek az úgynevezett p-izotópok. Általános jellemzőjük, hogy kevés kivételtől eltekintve páros-páros magok, illetve a természetben megfigyelhető gyakoriságuk legtöbbször igen alacsony az adott elem neutrongazdagabb izotópjaihoz viszonyítva. Azt a 35 izotópot, amelyet a hagyományos besorolás szerint a p-izotópok közé sorolunk, a 3. táblázat listázza a adott elemhez viszonyított százalékos gyakoriságukkal együtt. Bizonyos modellek szerint ezen izotópok közül néhánynak a keletkezéséhez az s-folyamat is adhat nem elhanyagolható járulékot [43].

3. táblázat. A p-izotópok listája és a természetes gyakoriságuk

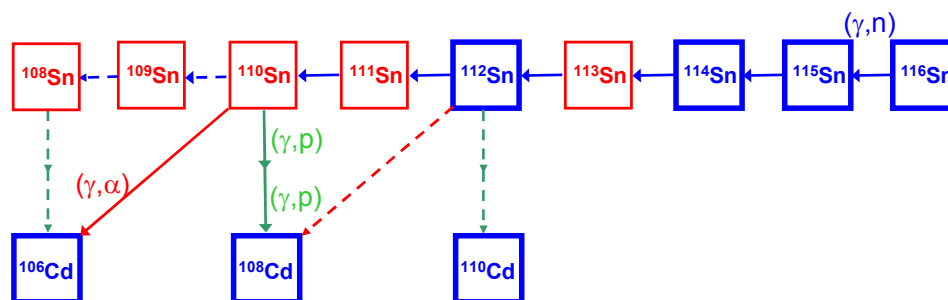
^{74}Se	0,89 %	^{114}Sn	0,66 %	^{156}Dy	0,06 %
^{78}Kr	0,35 %	^{115}Sn	0,34 %	^{158}Dy	0,10 %
^{84}Sr	0,56 %	^{120}Te	0,09 %	^{162}Er	0,139 %
^{92}Mo	14,84 %	^{124}Xe	0,095 %	^{164}Er	1,601 %
^{94}Mo	9,25 %	^{126}Xe	0,089 %	^{186}Yb	0,13 %
^{96}Ru	5,54 %	^{130}Ba	0,106 %	^{174}Hf	0,16 %
^{98}Ru	1,87 %	^{132}Ba	0,101 %	^{180}Ta	0,012 %
^{102}Pd	1,02 %	^{138}La	0,09 %	^{180}W	0,12 %
^{106}Cd	1,25 %	^{136}Ce	0,185 %	^{184}Os	0,02 %
^{108}Cd	0,89 %	^{138}Ce	0,251 %	^{190}Pt	0,014 %
^{113}In	4,29 %	^{144}Sm	3,07 %	^{196}Hg	0,15 %
^{112}Sn	0,97 %	^{152}Gd	0,20 %		

3.1.1. A p-izotópok keletkezése: az asztrofizikai p-folyamat

Azokat a folyamatokat, melyek p-izotópok keletkezéséhez vezetnek, összefoglaló néven asztrofizikai p-folyamatnak nevezzük. Mivel protongazdag magok szintézisééről van szó, a legkézenfekvőbb folyamat - az s- és r-folyamatok mintájára - sorozatos protonbefogások és β -bomlások lenne. A p-izotópok tömegszám tartományában azonban, azon belül is különösen az $A > 100$ régióban, a Coulomb-gát nagy magassága miatt még igen nagy hőmérsékleten is túl kicsi a protonbefogási reakciók sebessége ahhoz, hogy a megfigyelt mennyiségben keletkezhessenek p-magok. Ráadásul nem könnyű olyan előrehaladott csillagfejlődési epizódot találni, ahol kellő számban állnak rendelkezésre szabad protonok.

A jelenlegi elméletek szerint protonbefogási reakciók csak az alacsony tömegszám tartományban játszanak szerepet a p-magok szintézisében az rp-folyamat (rapid proton befogás) által [44]. A nemrégiben javasolt ν p-folyamat szintén adhat némi hozzájárulást a könnyű p-magok szintéziséhez [45].

A legfontosabb folyamat azonban, ami p-izotópok keletkezéséhez vezethet, jelenlegi ismereteink szerint az úgynevezett γ -folyamat [46, 47]. Mivel főként ez



18. ábra. A γ -folyamat reakciófolyama az ón izotóplánc környezetében. A kék négyzetek a stabil, míg a pirosak a radioaktív magokat mutatják. A három jellemző reakció különböző színnel látható. A folytonos vonal a domináns, míg a szaggatott a másodlagos reakcióutakat jelzi egy adott modellszámítás esetén.

vezet a p-magok szintéziséhez, gyakran az általánosabb p-folyamat elnevezést magára a γ -folyamatra használják. A γ -folyamat lényege, hogy protongazdag mag keletkezhet úgy is, ha nehéz atommagokból neutronokat távolítunk el. Ezt a lehetőséget támasztja alá az a tény is, hogy a p-izotópok megfigyelt gyakorisága többé-kevésbé követi a neutronban gazdagabb izotópok gyakoriságának menetét, ami azt sugallja, hogy a p-magok az adott elem nehezebb izotópjából keletkeztek.

Ha egy adott csillagkörnyezetben a hőmérséklet eléri a több milliárd fokban, akkor a hőmérsékleti sugárzás Planck-eloszlásában a legnagyobb energiájú fotonoknak már elegendő energiájuk van ahhoz, hogy nehéz magokon fotobomlási (γ, n) reakciókat váltsanak ki. Ha a magas hőmérséklet elég hosszú ideig fennáll, akkor sorozatos (γ, n) reakciók következhetnek be. E folyamat során létrejöhetnek a p-izotópok, vagy, ha erősen protonhiányos radioaktív magok keletkeznek, akkor a p-magok elődei, amik a hőmérséklet lecsökkenése után β -bomlásokkal hozzák létre a p-magokat.

A sorozatos (γ, n) reakciók folyamán, ahogy a mag neutronban egyre szegényebbé válik, folyamatosan nő az újabb neutron kiszakításához szükséges energia, és csökken a további (γ, n) reakciók sebessége. Egy bizonyos pont után valószínűbbé válik töltöttreszecse-kibocsátással járó (γ, p) vagy (γ, α) reakciók lejátszódása, és a reakciósorozat az alacsonyabb rendszámok felé ágazik el. A

γ -folyamat fent vázolt mechanizmusát szemlélteti a 18. ábra az ón izotóplánc környékén. Az ábrán a folyamat az s-folyamat által termelt ^{116}Sn magból indul ki, és a sorozatos (γ, n) reakciók létrehozzák az ón három p-izotópját. (γ, p) és (γ, α) reakciók révén pedig egy könnyebb elem, jelen esetben a kadmium p-izotópjai is létrejönnek. A p-magok teljes tömegszám-tartományát tekintve, ha a csillag plazmájában rendelkezésre állnak s- vagy r-folyamat által termelt nehéz izotópok, akkor a γ -folyamat létrehozhatja az összes p-izotópot.

3.1.2. A p-folyamat modellekhez szükséges magfizikai adatok

A p-folyamat modellszámítások célja, hogy reprodukálják a természetben megfigyelt p-izotóp gyakoriságokat. A p-izotópok ritkasága miatt eddig csillagok spektrumában nem, hanem csak Naprendszerből származó mintákban sikerült kimutatni a p-izotópokat. Így a cél a Naprendszerbeli izotópgyakoriság reprodukálása.

A modelleknek természetesen bemenő adatokra van szükségük. Ezek két fő csoportra oszthatók: asztrofizikai és magfizikai bemenő adatokra. Az asztrofizikai bemenő adatok tartalmazzák annak a csillagkörnyezetnek a jellemzőit, ahol a folyamat valószínűsíthetően lezajlik. Ismerni kell a kezdeti izotópgyakoriságokat, a hőmérsékletet és sűrűséget, valamint ezek időbeli változását. A szükséges több milliárd fokos hőmérséklet miatt a γ -folyamat csak valamilyen robbanásos esemény során játszódhat le. A jelenlegi elméletek szerint a legvalószínűbb helyszín a nagytömegű csillagok O/Ne rétege a szupernóva-robbanás során, vagy közvetlenül azt megelőzően. De több más lehetséges helyszín is felmerült [47].

A teljes γ -folyamat modellezéséhez óriási, mintegy 2000 izotópon lejátszódó több, mint 10000 reakciót tartalmazó reakcióhálózat figyelembe vétele szükséges. E reakciók tulajdonságai jelentik a modellek magfizikai bemenő paramétereit. Ismerni kell a résztvevő magok tömegeit, bomlási tulajdonságait, de legfőképpen a hálózatban szereplő reakciók sebességeit, amik a reakciók hatáskeresztmetszeteiből származtathatók.

A jelenleg rendelkezésre álló p-folyamat modellszámítások eredményei azt mutatják, hogy a modellek messze nem képesek kielégítően reprodukálni a ter-

mészetben megfigyelt p-izotóp gyakoriságokat (lásd például [48]). Bizonyos izotópok esetén több, mint egy nagyságrend különbség van a számított és a megfigyelt gyakoriságok között. Különösen problematikusnak tűnik a Mo-Ru izotópok környéke, valamint a 150-es tömegszámú magok tartománya, ahol a modellek rendre alulbecsülik a megfigyelt gyakoriságokat. Ezek alapján kijelenthető, hogy a p-folyamat egyike az elemszintézis legkevésbé ismert folyamatainak.

A modellek kudarcának az oka valószínűleg a helytelen bemenő paraméterekben keresendő. Az asztrofizikusok kiterjedt kutatásokat folytatnak, hogy olyan helyszíneket és körülményeket találjanak, ahol a lezajló p-folyamat a megfigyelttel megegyező gyakoriságokra vezet. Ezzel egy időben azonban a magfizikai bemenő adatok is pontosításra szorulnak. Az e fejezetben bemutatott hatáskeresztmetszet-méréseket a p-folyamat modellek magfizikai oldalról történő pontosítása érdekében végeztük.

Tekintve a reakcióhálózatokban résztvevő reakciók óriási számát valamint azt a tényt, hogy a reakciók jelentős hányada radioaktív magokon zajlik le, nem meglepő, hogy a modellek elméleti úton nyert hatáskeresztmetszeteket használnak. A p-folyamatra jellemző tömegszám és energiatartományban a hatáskeresztmetszeteket tipikusan Hauser-Feshbach féle statisztikus modellből nyerik [49], jó közelítéssel teljesül ugyanis a modell alapfeltétele, hogy a reakciókban keletkező közbenső mag nagy nívósűrűségű energián jön létre, így lehetséges a statisztikus kezelés.

Amennyiben a statisztikus modell által szolgáltatott hatáskeresztmetszetek nem pontosak, akkor p-folyamat modellek természetesen hibás p-izotóp gyakoriságokat eredményeznek. Szükséges tehát a statisztikus modellek kísérleti ellenőrzése a p-folyamatra jellemző tömegszám és energiatartományban végzett mérésekkel. A γ -folyamatban γ -indukált reakciók játsszák a fő szerepet. A γ -indukált reakciók közvetlen kísérleti vizsgálata azonban technikailag nehéz [50]. Ezért általában az inverz, részecskebefogási reakciók hatáskeresztmetszeteit mérik és az időmegfordítási szimmetrián alapuló részletes egyensúly elve alapján származtatják a befogási reakció sebességéből a γ -indukált reakcióét. Technikai okokon kívül különösen (γ, p) és (γ, α) reakciók esetén azért is célszerűbb a befogási reakciót tanulmányozni, mert a csillagok magas hő-

mérsékletű plazmájában a magállapotok statisztikus gerjesztése miatt fellépő úgynevezett *stellar enhancement factor* [51] sokkal jelentősebb a γ -indukált reakciókra, mint inverzeikre [50]. Így laboratóriumi méréseknél (ahol a céltárgymag mindig alapállapotban van) befogási reakciók esetén a csillagra jellemző reakciósebességhez sokkal közelebbi értéket kaphatunk, mint γ -indukált reakciók esetén, ahol akár több nagyságrendnyi korrekció is szükséges.

Neutronbefogási reakciókra viszonylag bőségesen áll rendelkezésre kísérleti adat a p-magok tartományában (legalábbis stabil magok esetén) [52]. Töltött-részecske-indukált reakciók esetén a szükséges reakciók nagy számához viszonyítva elenyészően kevés kísérleti adat áll rendelkezésre. Emiatt a p-folyamat modellek a nagyrészt ellenőrizetlen statisztikus modellre kénytelenek hagyatkozni, ami egy jelentős bizonytalansági forrása a modelleknek. A hiányzó kísérleti adatok oka leginkább abban a tényben keresendő, hogy a szükséges energiatartományban igen alacsonyak a befogási reakciók hatáskeresztmetszetei. Ugyanakkor alacsonyabb rendszámú, a céltárgyban esetlegesen jelenlevő magokon nagy hatáskeresztmetszettel játszódhatnak le reakciók, amik jelentősen megnövelik a háttérrel. Így a hatáskeresztmetszet-mérések komoly kísérleti kihívást jelentenek.

A következőkben az elmúlt bő egy évtizedben, az asztrofizikai p-folyamat szempontjából fontos proton- és alfa-befogási reakció vizsgálatok kísérleti módszereit és eredményeit ismertetem.

3.2. Hatáskeresztmetszet-mérések

3.2.1. A vizsgált reakciók és a kísérleti módszer

A debreceni Atommagkutató Intézet nukleáris asztrofizika csoportjának a megalakulása óta egyik legfontosabb kutatási témája a p-folyamat szempontjából lényeges magreakciók hatáskeresztmetszetének mérése. A 4. táblázat sorolja fel mindazon reakciókat, melyeket ebben a témakörben vizsgáltunk az Atomki gyorsítóival. Jelen dolgozatban csak azokat a reakciókat, illetve a rajtuk elért eredményeket mutatom be részletesebben, melyek vizsgálatában szerepem meghatározó volt. Ezeket a táblázatban vastag betűvel jelölöm.

4. táblázat. Az Atomki nukleáris asztrofizika csoportja által vizsgált, a p-folyamat szempontjából fontos reakciók listája. Vastag betűvel szedve a jelen dolgozat alapjául szolgáló reakciók. Nem szerepel a listában néhány, nemzetközi együttműködések keretében, külföldi intézetekben vizsgált reakció.

$^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$	$^{84}\text{Sr}(\text{p}, \gamma)^{85}\text{Y}$	$^{130}\text{Ba}(\alpha, \gamma)^{134}\text{Ce}$
$^{64}\text{Zn}(\alpha, \text{n})^{67}\text{Ge}$	$^{86}\text{Sr}(\text{p}, \gamma)^{87}\text{Y}$	$^{130}\text{Ba}(\alpha, \text{n})^{133}\text{Ce}$
$^{64}\text{Zn}(\alpha, \text{p})^{67}\text{Ga}$	$^{87}\text{Sr}(\text{p}, \gamma)^{88}\text{Y}$	$^{132}\text{Ba}(\alpha, \text{n})^{135}\text{Ce}$
$^{70}\text{Ge}(\alpha, \gamma)^{74}\text{Se}$	$^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$	$^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$
$^{70}\text{Ge}(\text{p}, \gamma)^{71}\text{As}$	$^{106}\text{Cd}(\alpha, \text{n})^{109}\text{Sn}$	$^{151}\text{Eu}(\alpha, \gamma)^{155}\text{Tb}$
$^{76}\text{Ge}(\text{p}, \text{n})^{76}\text{As}$	$^{106}\text{Cd}(\alpha, \text{p})^{109}\text{In}$	$^{151}\text{Eu}(\alpha, \text{n})^{154}\text{Tb}$
$^{74}\text{Se}(\text{p}, \gamma)^{75}\text{Br}$	$^{106}\text{Cd}(\text{p}, \gamma)^{107}\text{In}$	$^{169}\text{Tm}(\alpha, \gamma)^{173}\text{Lu}$
$^{76}\text{Se}(\text{p}, \gamma)^{77}\text{Br}$	$^{108}\text{Cd}(\text{p}, \gamma)^{109}\text{In}$	$^{169}\text{Tm}(\alpha, \text{n})^{172}\text{Lu}$
$^{82}\text{Se}(\text{p}, \text{n})^{82}\text{Br}$	$^{113}\text{In}(\alpha, \gamma)^{117}\text{Sb}$	
$^{85}\text{Rb}(\text{p}, \text{n})^{85}\text{Sr}$	$^{113}\text{In}(\alpha, \text{n})^{116}\text{Sb}$	

A vizsgált reakciók kiválasztásában technikai és fizikai okok is szerepet játszottak. A technikai okokról alább írok, itt most a fizikai okokról ejtek pár szót. Egy p-folyamat reakcióhálózatban nem minden reakció bír azonos jelentőséggel. Leginkább azoknak a reakcióknak a vizsgálata fontos, melyek esetén a modellből származó p-izotóp gyakoriságok erősen függenek az adott reakció sebességétől. A γ -folyamat során általában minden izotóplánc esetén található egy olyan izotóp, ahol a (γ, α) vagy a (γ, p) reakció sebessége nagyobbá válik, mint a (γ, n) reakcióé. Ezeknél az úgynevezett elágazási pontoknál tér el a γ -folyamat útja alacsonyabb rendszámok felé. A 18. ábrán például a ^{110}Sn magnál következik be ez az elágazás, a többi, szaggatott vonallal jelölt lehetséges út kevésbé fontos. Az, hogy az elágazás mely izotópnál következik be, a releváns reakciók sebességétől (illetve azok arányától) függ. Azokat a reakciókat érdemes tehát vizsgálni, amik esetén a sebesség nem túl jelentős megváltozása is az elágazási pontok áthelyeződését eredményezheti. Különböző reakcióhálózat-számítások találhatók az irodalomban, melyek rámutatva ezekre a fontosabb reakciókra, javaslatot adtak a kísérleti fizikusoknak a mé-

rések elvégzésére [53, 54]. Méréseinkhez igyekeztünk az itt megadott reakciók közül választani, természetesen figyelembe véve az alább részletezett technikai nehézségeket.

Befogási reakciók hatáskeresztmetszet-mérésének legkézenfekvőbb módja az in-beam γ -spektroszkópia alkalmazása, amikor a befogás során létrejött köz-benső mag legerjesztődése során kibocsátott prompt γ -sugárzás detektálása a feladat [O:13]. A valóságban ezt több okból sem könnyű megvalósítani. A vizsgálandó energia- és tömegszám-tartományban a köz-benső magok az átfedő nívók tartományában gerjesztődnek, ami azzal jár, hogy a legerjesztődésben igen nagy számú γ -átmenet vesz részt. Ez általában igen bonyolult, sok csúcsot tartalmazó γ -spektrumot eredményez, ahol a teljes hatáskeresztmetszet mérése érdekében az összes átmenet azonosítása és analízise szükséges. Ráadásul minden átmenet esetén ismeri kell a γ -sugárzás szögeloszlását, így a pontos szögeloszlás-mérés is elengedhetetlen.

Ezen kívül, ha a vizsgált izotóp mellett a céltárgy, illetve annak hátlapja más izotópokat is tartalmaz (szennyezőként, vagy a tanulmányozandó kémiai elem egy másik izotópjaként), akkor az ezeken - esetleg jóval nagyobb hatáskeresztmetszettel - lejátszódó reakciók olyan zavaró háttérrel adhatnak, ami megnehezítheti, vagy akár lehetetlenné is teheti a kívánt hatáskeresztmetszet mérését.

Mindezen problémákra megoldást jelenthet egy másik kísérleti technika, az aktiváció alkalmazása. E módszer esetén a besugárzás során nem detektáljuk a keletkező γ -sugárzást, hanem a lezajlott reakciók számát, s így a hatáskeresztmetszetet, a keletkező végmagok számának meghatározásával számítjuk ki. Ez megtehető akkor, ha a végmag radioaktív és bomlása jól megfigyelhető például a bomlást kísérő γ -sugárzás detektálásával. Ez természetesen azt jelenti, hogy stabil izotópra vezető reakció esetén a módszer nem alkalmazható, ám amikor igen, akkor egyértelmű előnyei vannak az in-beam módszerrel szemben. Mivel csak radioaktív bomlás detektálására van szükség, a nyaláb-indukált háttér lényegesen kisebb probléma. Nincs szükség szögeloszlás-mérésekre sem, valamint a különböző izotópok eltérő bomlási tulajdonságai miatt esetenként akár egy adott elem több izotópja is tanulmányozható egy közös mérésben.

Mindezen előnyök miatt a 4. táblázatban felsorolt reakciók döntő többségét

5. táblázat. A mérésekhez használt céltárgyak készítésének főbb jellemzői. A használt rövidítések: term.: természetes izotópösszetételű céltárgy, t.m.: tömegmérés, α e.v.: α -energiaveszteség.

elem	izotóp	vegyület	hátlap	vastagságmérés módszere
Zn	term.	elemi Zn	Al fólia	t.m. + RBS
Se	term.	elemi Se	vastag Al	PIXE
Sr	term.	SrF ₂	vastag C	PIXE, RBS
Cd	term. + ¹⁰⁶ Cd	elemi Cd	Al fólia	t.m.
In	¹¹³ In	elemi In	Al fólia	t.m. + RBS
Eu	¹⁵¹ Eu	Eu ₂ O ₃	Al fólia	t.m. + RBS
Ba	¹³⁰ Ba	BaCO ₃	Al fólia	t.m. + RBS + α e.v.

(és az összes ebben a dolgozatban tárgyalt reakciót) az aktivációs módszerrel vizsgáltuk. Mivel a méréseket minden itt tárgyalt reakció esetén hasonló kísérleti körülmények jellemezték, ezeket közösen tárgyalom kitérve természetesen az egyes mérések sajátosságaira, ahol szükséges.

3.2.2. A céltárgyak készítése és tulajdonságaik meghatározása

Töltött részecskék által kiváltott magreakciók hatáskeresztmetszetét vékony céltárgyak felhasználásával célszerű mérni. A céltárgyaknak olyan vékonyoknak kell lenniük, hogy bennük a bombázó nyaláb energiavesztesége olyan kicsi legyen, hogy ebben az energiaintervallumban ne változzon jelentősen a vizsgált reakció hatáskeresztmetszete. Így a hatáskeresztmetszet energiafüggését jó feloldással lehet meghatározni. Vékony rétegek előállítására vákuumpárolgatást alkalmaztunk az Atomki párologtatóit használva. A különböző vizsgálatokhoz a céltárgyakat az adott elem kémiai tulajdonságainak megfelelően különböző vegyületekből kiindulva készítettük. A 5. táblázat a céltárgykészítés néhány jellemzőit foglalja össze.

A szelén és stroncium esetén több izotóp protonbefogási hatáskeresztmetszetét tudtuk meghatározni természetes izotópösszetételű céltárgyakkal. A

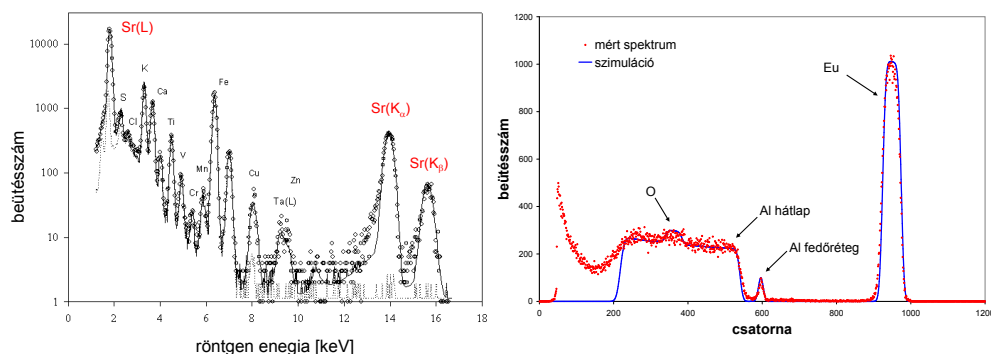
cink esetén a ^{64}Zn nagy természetes gyakorisága miatt nem volt szükség dúsításra. A $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$ reakció vizsgálatához dúsított ^{106}Cd céltárgyat, míg Cd+proton mérésekhez mind dúsított, mind természetes céltárgyakat használtunk. Az indium, eurórium és bárium esetén a mérések csak dúsított céltárggyal voltak kivitelezhetők.

A céltárgyak hátlapja legtöbb esetben vékony, $2\ \mu\text{m}$ -es Al fólia volt. Ennek az az előnye, hogy a céltárgyvastagság meghatározható tömegméréssel (lásd alább), a fólia elég vastag, hogy megállítsa a keletkező radioaktív izotópokat (tehát nem veszítünk aktivitást), de viszonylag kevés anyagot tartalmaz, ami segít a nyaláb által a hátlap anyagában indukált, zavaró aktivitás kiküszöbölésében. A legkorábban vizsgált Se és Sr izotópok esetén még vastag hátlapokat alkalmaztunk.

Az abszolút hatáskeresztmetszet meghatározásához ismernünk kell a céltárgyban felületegységenként található céltárgymagok számát, vagy röviden a céltárgy vastagságát. Ezt legtöbb esetben tömegméréssel határoztuk meg, de számos más kiegészítő mérést is végeztünk. A párologtatáskor az Al fólia hátlapokat egy 12 mm átmérőjű keretbe rögzítettük, így pontosan ismertük a párologtatott réteg kiterjedését. A hátlap tömegének párologtatás előtti és utáni, μg pontosságú mérésével a céltárgy vastagsága meghatározható volt.

A vastag hátlapokra párologtatott Sr és Se céltárgyak vastagságát proton indukált röntgen-emisszió (PIXE) módszerrel határoztuk meg. Ezekhez a mérésekhez az Atomki Van de Graaff gyorsítójára telepített PIXE mérőrendszert használtuk [55]. 2 MeV-es protonnyalábbal bombáztuk a céltárgyakat és a mért röntgen-spektrum elemzésével a céltárgymagok száma meghatározható volt. Egy Sr céltárgyon mért tipikus PIXE spektrum látható a 19. ábra bal oldalán. A Sr csúcsok jól azonosíthatók, valamint jól látszanak a szén hátlapban levő szennyezőkből származó csúcsok, ami a PIXE módszer nagy érzékenységet mutatja. A spektrumokat a PIXEKLK szoftverrel [56] kiértékelve a céltárgyvastagság meghatározható volt.

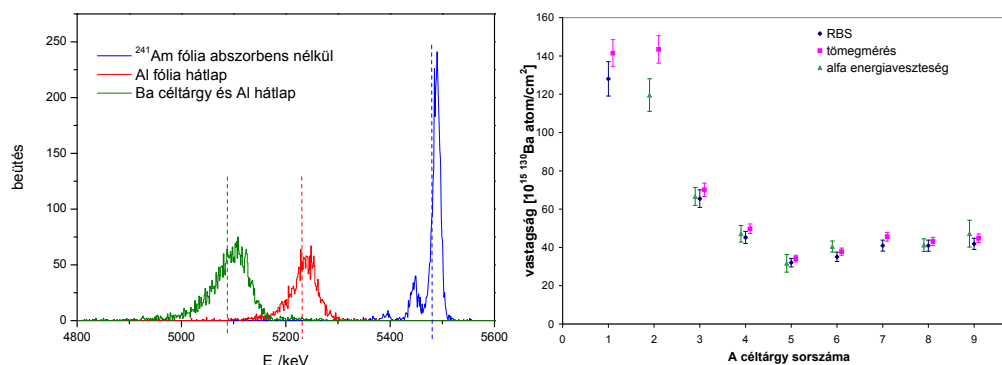
A tömegméréssel, vagy PIXE módszerrel meghatározott céltárgyvastagságokat számos esetben Rutherford-visszaszórási spektrometriai (RBS) módszerrel ellenőriztük. Ehhez a céltárgyakat a Van de Graaff gyorsító tipikusan 2 MeV-es alfa-nyalábjával bombáztuk és a mérőkamrában hátraszögben el-



19. ábra. Bal oldal: Sr céltárgyon felvett PIXE spektrum. A Sr-ból származó röntgen csúcsok dominánsak a spektrumban. Jobb oldal: Vékony Al fóliára párologtatott Eu_2O_3 céltárgy RBS spektruma. Mindkét spektrumban láthatók a mérési pontokra illesztett illetve szimulált spektrumok, amik alapján a céltárgy-vastagságok meghatározhatóak voltak.

helyezett részecskedetektorral mértük a visszaszóró α -részecskék spektrumát. Egy tipikus RBS spektrum látható a 19. ábra jobb oldalán, amit egy vékony Al fóliára párologtatott Eu_2O_3 céltárgyon mértünk. A spektrumban jól beazonosítható az Eu-hoz tartozó csúcs és az Al hátlaphoz rendelhető tartomány. Mivel ennek a céltárgynak az esetén a párologtatás után a céltárgyat egy vékony párologtatott Al védőréteggel láttuk el, így az ennek megfelelő csúcs is jól elkülönül a spektrumban. A spektrumokat a SIMNRA szoftverrel [57] illesztettük és így határoztuk meg a céltárgy vastagságát.

A ^{130}Ba izotóp vizsgálata esetén kivételesen a céltárgyak vastagságát három különböző módszerrel is meghatároztuk, ugyanis a céltárgykészítésben kiindulásul használt karbonát a párologtatás során hajlamos a disszociációra, így a céltárgy sztöchiometriája és vastagsága is a szokottnál nehezebben meghatározható. A tömegmérésen és az RBS módszeren kívül a céltárgyak vastagságát α -részecskék energiavesztése alapján is meghatároztuk. Egy ORTEC SOLOIST alfa-spektrométerrel mértük egy ^{241}Am forrás α -spektrumát, majd a detektor és a forrás közé helyeztük a céltárgy Al fólia hátlapját, végül az elkészült céltárggyal is megismételtük a mérést. Az α -részecskék mért energiájának különbségéből a SRIM szoftver segítségével a céltárgyak vastagsága



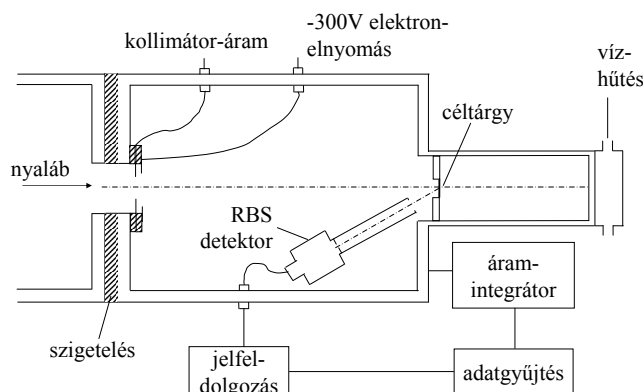
20. ábra. Bal oldal: Bárium céltárgy vastagságméréséhez felvett α -spektrumok. Részletek a szövegben. Jobb oldal: A bárium céltárgyak három különböző módszerrel végzett vastagságmérésének eredményei. Az eredmények jó egyezésben vannak egymással.

meghatározható volt. A 20. ábra bal oldalán az alfa-spektrométerrel felvett spektrumok láthatók a három esetben, míg jobb oldalon számos Ba céltárgy mindhárom módszerrel végzett vastagságmérésének az eredményei hasonlíthatók össze [Conf:6]. Jól látható, hogy a három módszer eredményei jó egyezésben vannak ami megerősíti a céltárgyvastagság-méréseink megbízhatóságát.

3.2.3. Besugárzások

A p-folyamat szempontjából lényeges tömegszám-tartományban és a jellemző hőmérsékletek esetén a Gamow ablak protonindukált reakciók esetén tipikusan 1 és 4 MeV között, míg α -indukált reakciókra 5 és 10 MeV között található. Méréseinket igyekeztünk ezekben az energiatartományokban végezni, bár az alacsony hatáskeresztmetszetek miatt - főként az α -indukált reakciók esetén - csak valamivel magasabb energián tudtunk mérni (lásd a 3.3. fejezetet).

A protonindukált reakciók méréséhez szükséges energiatartomány elérhető az Atomki Van de Graaff gyorsítójával, így az Sr és Se izotópok vizsgálatát ezzel a gyorsítóval végeztük. A Cd izotópokon mért protonindukált reakciókhoz a magasabb energiákon, ahol már a Van de Graaff gyorsító nem volt elegendő, az Atomki ciklotron gyorsítóját is használtuk. Az α -indukált reakciók méréséhez



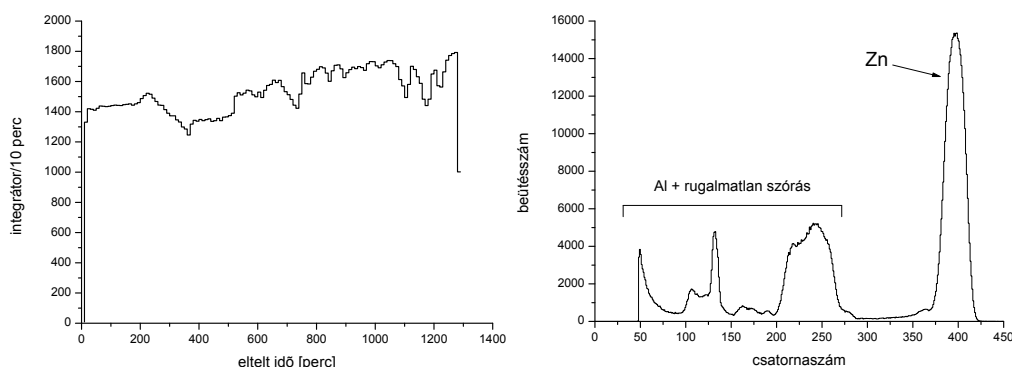
21. ábra. A besugárzásokhoz használt mérőkamra vázlatos elrendezése

a szükséges magasabb energia miatt minden esetben a ciklotront használtuk³.

Mindkét gyorsítónál a 21. ábrán sematikusan ábrázolt mérőkamrát használtuk. A nyaláb egy kollimátoron keresztül jut az elektromosan szigetelt kamrába, amiben a töltés mérésével kiszámítható a céltárgyat bombázó részecskék száma. A nyaláb a vékony céltárgyon áthaladva a közvetlen vízhűtéssel ellátott kamrafalba ütközik. (A Sr és Se mérésekben használt vastag céltárgyak esetén maga a céltárgy zárta le a kamrát és volt közvetlenül hűtve.) A töltésmérés megbízhatósága érdekében a kamra belépő kollimátora mögé egy nagyobb átmérőjű blendét helyeztünk, amire -300 V feszültséget kapcsoltunk. Az így kialakuló elektromos tér hatására a belépő kollimátoron a nyaláb által kiváltott szekunder elektronok nem tudnak a kamrába belépni és hasonlóan a céltárgyon kiváltott elektronok nem tudják a kollimátor irányába elhagyni a kamrát. Így a töltés mérésével pontosan meghatározhatjuk a céltárgyat bombázó részecskék számát.

Aktivációs technika alkalmazása esetén, amennyiben a besugárzások hossza összemérhető, vagy hosszabb, mint a keletkező radioaktív izotóp felezési ideje, akkor a hatáskeresztmetszet pontos számításához ismerni kell a nyaláb inten-

³Az itt bemutatott reakciók közül a $^{106}\text{Cd} + \alpha$ reakciót az Atomki ciklotronján kívül a Notre Dame egyetem (Indiana, Egyesült Államok) tandem gyorsítójával is tanulmányoztuk. A két mérőszorozat egyező eredményt adott, amit közös cikkben publikáltunk [B:6]. A Notre Dame-i mérés technikai részleteire itt nem térek ki



22. ábra. Bal oldal: Az ^{151}Eu vizsgálata során mért nyalábáram az idő függvényében. A függőleges skála a tíz perc alatt céltárgyra jutott töltésmennyiséget mutatja μC egységekben. Jobb oldal: Zn céltárgyon, a céltárgystabilitás ellenőrzése végett felvett viasszaszórás spektrum. A Zn magokról származó rugalmas csúcs jól elkülöníthető a spektrum többi tartományától, ami az Al hátlapon végbemenő rugalmas szórás, valamint különböző izotópok rugalmatlan szórásának következménye.

zításának időbeli változásait és az analízisben ezt figyelembe kell venni. Ennek érdekében a céltárgyra jutó töltés mennyiségét az idő függvényében folyamatosan rögzítettük, a reakciótermék felezési idejétől függően egy, vagy tíz percenként. Egy ilyen töltés-idő függvény látható a 22. ábra bal oldalán. Ezt a ^{151}Eu vizsgálata során rögzítettük 10 perces időállandóval. Jól látható az ábrán a nyalábáram ingadozása, ami jellemző a ciklotronra. A Van de Graaff gyorsító esetén általában a nyalábjntenzitás sokkal inkább állandó.

A kis hatáskeresztmetszetek mérése érdekében célszerű a gyorsítók által szolgáltatott lehető legmagasabb intenzitású nyalábbal bombázni a céltárgyat, illetve hosszú (általában több órás, vagy 1-2 napos) besugárzások szükségesek a kellő aktivitás eléréséhez. Ezalatt az idő alatt a céltárgy folyamatosan ki van téve a nyaláb által okozott hőterhelésnek, ami könnyen ahhoz vezethet, hogy a céltárgy (vagy egy része) elpárolog, vagy leválik a hátlapról. Ezt természetesen el kell kerülni, tehát a céltárgy állapotát folyamatosan nyomon kell követni. Ennek érdekében a 21. ábrán látható kamrába egy kollimált félvezető detektort építettünk, ami detektálta a céltárgyról rugalmasan viasszaszóródó protonokat,

vagy α -részeket. Egy ilyen visszaszórási spektrum látható a 22. ábra jobb oldalán, amit a $^{64}\text{Zn} + \alpha$ reakció vizsgálata során vettünk fel. A Zn rugalmas csúcs jól elkülöníthető az Al hátlap atommagjain lejátszódó rugalmas szórás, valamint különböző rugalmatlan szórások csúcsaitól.

A céltárgyak által elviselt maximális nyalábintenzitás erősen függ a készítésükhöz használt anyag kémiai és fizikai tulajdonságaitól (mint például az olvadáspont, vagy a párologtatott rétegek mechanikai stabilitása és tapadása a hordozóhoz). Ezért minden reakció vizsgálata előtt kísérletileg meghatároztuk az adott céltárgyak maximális nyalábtűrését, amihez a visszaszórási spektrum folyamatos felvétele mellett fokozatosan növeltük a nyalábáramot, míg nem tapasztaltuk a céltárgy károsodását, vagy el nem értük a gyorsító maximális nyalábáramát. Ezután a tényleges besugárzásokat egy, még biztonságosnak talált nyalábárammal végeztük. A visszaszórási spektrumot azonban a besugárzások során is folyamatosan mértük, követve a rugalmas csúcs területének növekedését a céltárgyra jutó töltés függvényében. Amennyiben a visszaszórási hozamgörbe céltárgykárosodásra utaló csökkenését tapasztaltuk, a besugárzást megszakítottuk és új céltárggyal ismételtük meg.

A Van de Graaff gyorsító 5-10 μA közötti maximális intenzitású protonnyalábot szolgáltatott. Ezt a Sr és Se izotópok esetén maximálisan ki tudtuk használni, míg a jóval sérülékenyebb Cd céltárgyak esetén 500 nA-es maximális áramot használtunk. A ciklotron alfa-nyalábjának maximális intenzitása erősen függ a kiválasztott energiától, de a használt mérőhelyen maximum körülbelül 2 μA . Szükség esetén ezt korlátoztuk néhány száz nA-re.

3.2.4. Az indukált γ -sugárzás detektálása

Minden vizsgált reakció végmagja β -bomló, a bomlást pedig a végmag legerjesztődése során kibocsátott γ -sugárzás kíséri. Ennek a γ -sugárzásnak a detektálását használtuk a reakcióban keletkezett magok számának meghatározására. A 6. táblázat foglalja össze a vizsgált reakciókban keletkező végmagok néhány bomlási jellemzőjét. Látható a bomlás felezési ideje, illetve a bomlás során kibocsátott γ -sugárzás energiája és relatív intenzitása. Általában egy izotóp bomlását számos különböző energiájú γ -sugárzás kibocsátása

6. táblázat. A vizsgált reakcióban keletkező végmagok néhány bomlási paramétere. A bomlási adatok minden esetben a *Nuclear Data Sheets* kiadvány aktuális kötetéből származnak, kivéve a ^{109}In , ^{109}Sn , $^{133}\text{Ce}^m$ és $^{154}\text{Tb}^{m1}$ magok felezési idejét, amik saját mérésen alapulnak [C:1, C:2, C:3] (lásd a 4. fejezetben).

végmag	$t_{1/2}$	$E_\gamma(I_\gamma)$ [keV(%)]	végmag	$t_{1/2}$	$E_\gamma(I_\gamma)$ [keV(%)]
<u>$^{64}\text{Zn} + \alpha$ reakciók</u>			<u>$^{106}\text{Cd} + \alpha$ reakciók</u>		
$^{68}\text{Ge}^*$	270,8 d	1077,3(3,0)	^{110}Sn	4,17 h	280,5(97)
^{67}Ge	18,9 m	167,0(84)	^{109}Sn	18,0 m	1099,2(30,1)
^{67}Ga	3,26 d	184,6(21,2)	^{109}In	4,17 h	203,5(73,5)
<u>Se + p reakciók</u>			<u>$^{113}\text{In} + \alpha$ reakciók</u>		
^{75}Br	1,6 h	286,6(88)	^{117}Sb	2,8 h	158,6(85,9)
^{77}Br	57,0 h	239,0(23,1)	$^{116}\text{Sb}^g$	15,8 m	931,8(24,8)
^{82}Br	35,3 h	776,5(83,5)	$^{116}\text{Sb}^m$	60,3 m	407,4(38,8)
<u>Sr + p reakciók</u>			<u>Ba + α reakciók</u>		
$^{85}\text{Y}^g$	2,7 h	504,4(60)	$^{134}\text{Ce}^*$	3,16 d	604,7(5,0)
$^{85}\text{Y}^m$	4,9 h	231,7(84)	$^{133}\text{Ce}^g$	97 m	557,3(11,4)
$^{87}\text{Y}^g$	79,8 h	388,5(82,1)	$^{133}\text{Ce}^m$	5,33 h	477,2(39,3)
$^{87}\text{Y}^m$	13,4 h	380,8(78,1)	^{135}Ce	17,7 h	265,6(41,8)
^{88}Y	106,7 d	898,0(98,6)	<u>$^{151}\text{Eu} + \alpha$ reakciók</u>		
<u>Cd + p reakciók</u>			^{155}Tb	5,23 d	105,3(25,1)
^{107}In	32,4 m	205,0(47,2)	$^{154}\text{Tb}^g$	21,5 h	704,9(4,76)
^{109}In	4,17 h	203,5(73,5)	$^{154}\text{Tb}^{m1}$	10,0 h	540,2(20)
			$^{154}\text{Tb}^{m2}$	22,7 h	225,9(26,8)

*A ^{68}Ge és ^{134}Ce magok bomlását nem kíséri γ -kibocsátás. A feltüntetett γ -átmenetek a bomlásból származó szintén radioaktív ^{68}Ga és ^{134}La leánymagok bomlását kísérik.

követheti, terjedelmi okból azonban a táblázatban csak egy, az analízisben legjobban használható (általában legnagyobb relatív intenzitású) γ -vonal van feltüntetve.

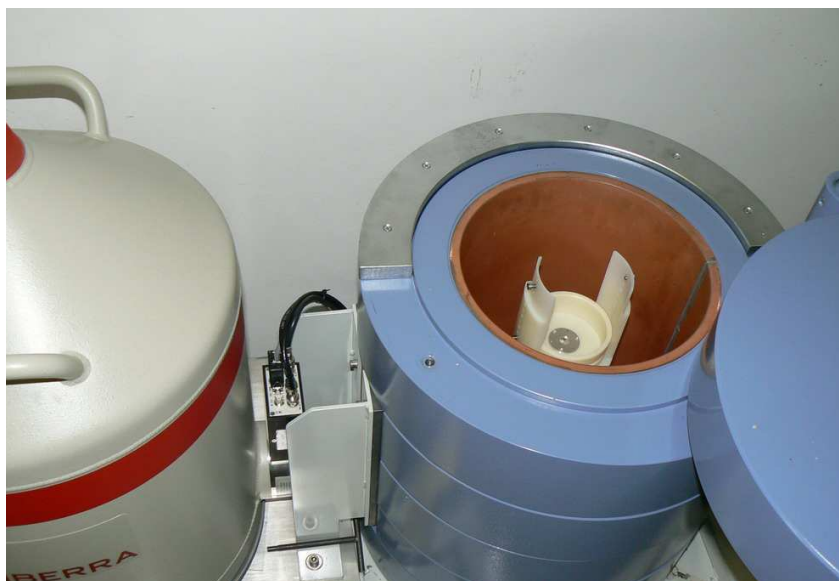
Két végmag esetén (^{68}Ge és ^{134}Ce) a β -bomlást nem követi γ -sugárzás. Ám

itt a bomlás végmagjai is radioaktívak (^{68}Ga és ^{134}La), ezek bomlása pedig γ -kibocsátással jár együtt, tehát ebben a két esetben a második bomlásokat használtuk a mérésekben.

Mint látható, a felezési idők széles tartományban változnak a legrövidebb 16 perc ($^{116}\text{Sb}^g$) és a leghosszabb 271 nap (^{68}Ge) között. Ennek megfelelően a γ -mérések időtartama is egy adott céltárgy esetén mintegy 1 óra és 3 hét között változott a vizsgált izotóptól függően. A legtöbb esetben egy adott mag (vagy egy adott elem több izotópjának) tanulmányozása esetén több erősen eltérő felezési idejű végmag is keletkezett a különböző reakciókban. Ezért a γ -mérések is több fázisban történtek. Az első γ -mérés általában pár perccel a besugárzások vége után kezdődött (egy rövid idő szükséges a céltárgyaknak a besugárzó kamrából történő kivételéhez, illetve a γ -mérő helyiségbe eljuttatásához). A γ -spektrumokat meghatározott időnként mentettük, így lehetőség volt a különböző izotópok bomlásának követésére. Ily módon a felezési idő analízise alapján nagy biztonsággal meg tudtuk állapítani, hogy egy adott γ -csúcs valóban a vizsgált izotóp bomlásából származik, nem pedig valamely szennyezőből.

A γ -méréseket nagy tisztaságú germánium (HPGe) detektorokkal végeztük. A jelen dolgozatban tárgyalt reakciók nagy része esetén egy 40 % relatív hatásfokú Canberra gyártmányú detektort használtunk, amit a laboratóriumi háttérsugárzás csökkentése céljából 5 cm vastag ólom árnyékolással láttunk el. A legújabban tanulmányozott ^{130}Ba és ^{64}Zn izotópok vizsgálatát már egy újonnan beszerzett 100 % relatív hatásfokú Canberra detektorral végeztük. A nagyobb hatásfok és jobb feloldás mellett ennek a detektornak az is az előnye, hogy a kriosztátja alacsony háttérű kivitelezésű és a detektor egy alacsony háttérrel biztosító, több rétegű, teljes térszöget lefedő árnyékolásban van elhelyezve. A detektor fényképe látható a 23. ábrán.

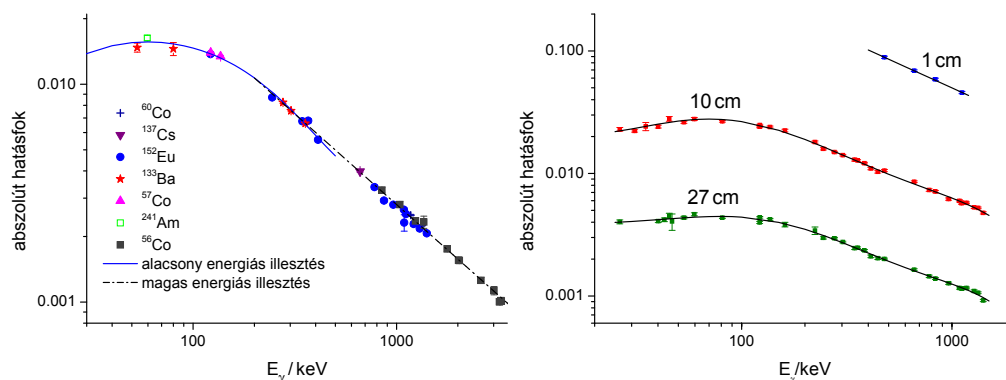
Az abszolút hatáskeresztmetszetek méréséhez természetesen szükséges a detektor abszolút hatásfokának ismerete az adott mérési geometriában, illetve a releváns γ -energiák esetén. A hatásfok mérését a Magyar Kereskedelmi Engedélyezési Hivatal által készített és hitelesített radioaktív forrásokkal végeztük a hatáskeresztmetszet-mérésekkel azonos geometriában. A következő hét kalibrált forrás állt rendelkezésünkre: ^{22}Na , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu és



23. ábra. A 100 % relatív hatásfokú Canberra detektor az alacsony hátteret biztosító árnyékolásban. A nyitott fedelű árnyékolásban látható a céltárgytartó, illetve egy rá helyezett céltárgy is.

^{241}Am . E források segítségével a hatásfokot széles energiatartományban, 26 és 1408 keV között tudtuk meghatározni.

Néhány vizsgált izotóp (például a ^{154}Tb) esetén magasabb energiás γ -sugárzás detektálása is szükséges volt, így a hatásfokmérést ki kellett terjeszteni magasabb energiák felé. Ebből a célból az Atomki ciklotronjával ^{56}Co és ^{66}Ga forrásokat készítettünk a $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ illetve $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reakciók felhasználásával, protonnyalábbal bombázva Fe illetve Zn céltárgyakat. E két forrással a hatásfokméréseket egészen 4,8 MeV energiáig ki tudtuk terjeszteni. Egy ilyen mérés eredménye látható a 24. ábra bal oldalán, ami a 40 %-os detektorral készült. Az ábrán a mért pontokon kívül az illesztett hatásfok-görbe is látható. Körülbelül 200 keV energia fölött a hatásfok leírható a jól ismert log-log egyenes függvénnyel. Alacsonyabb energia felé, többek között a detektor belépő ablakának abszorpciós hatása miatt a függvényalak ettől eltér, így itt a hatásfokot log-log skálán ötödfokú polinommal illesztettük. A két hatásfok-görbe az átfedő energiatartományban jó egyezésben van.



24. ábra. A 40 %-os (bal oldal), illetve a 100 %-os (jobb oldal) detektorok mért abszolút hatásfoka. A bal oldali ábra a hatásfok-mérés magas energiák felé történő kiterjesztésére ad példát, míg a jobb oldalon a detektor hatásfokának különböző geometriákban való mérése szerepel. Minden esetben a mért pontokon kívül az illesztett hatásfok-görbék is láthatók.

Kis hatáskeresztmetszetek mérése esetén a hatásfok, s így a γ -hozam maximálása érdekében célszerű a γ -méréseket közeli geometriában végezni, azaz a céltárgyakat közel helyezni a detektorhoz. Ebben az esetben azonban a kaszkád koincidencia effektust figyelembe kell venni. Amennyiben a bomló mag γ -kaszkád formájában több γ -fotont is kibocsát egymást követően, akkor ezek a detektort elérve egyszerre adnak jelet, tehát hiányozni fognak események az egyes γ -csúcsokból. Mivel a detektor hatásfokát ugyanabban a geometriában kell ismerni, mint ahol a tényleges méréseket elvégezzük, így a kaszkád koincidencia effektus többvonalas kalibráló források esetén a hatásfokmérés elvégzése során is problémát okoz.

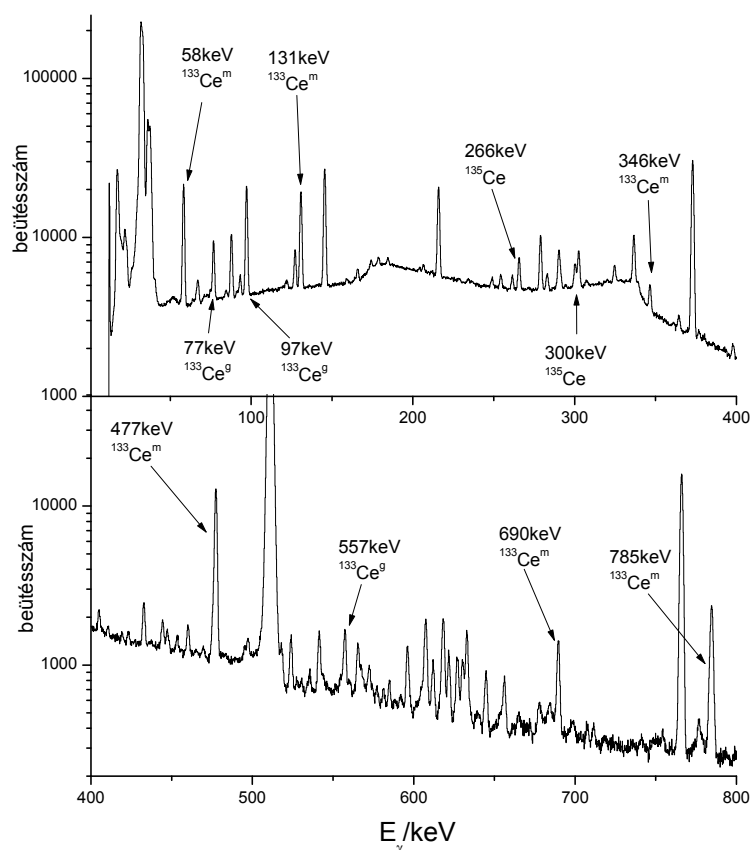
A 24. ábra jobb oldalán a 100 %-os detektor mért hatásfokgörbéje látható három különböző, a mérésekhez használt sztenderd geometria esetén. A 10 illetve 27 cm-es forrás-detektor távolság esetén a kaszkád koincidencia effektus viszonylag kicsi, így a mért pontok jól követik a hatásfok energiafüggését jellemző sima függvényt. Közeleli, 1 cm-es geometria esetén azonban a kaszkád koincidencia effektus olyan nagymértékű, hogy többvonalas források használatával a hatásfok pontos mérése szinte lehetetlen. Ebben a geometriában a

hatásfokot ezért egyvonalas forrásokkal határoztuk meg, ahol kaszkád átmenetek hiányában a kaszkád koincidencia effektus nincs jelen. A fent felsorolt hitelesített források közül azonban csak a ^{137}Cs az egyvonalas. Ezért a ciklotron gyorsítóval további egyvonalas forrásokat, ^7Be -ot, ^{54}Mn -t és ^{65}Zn -et készítettünk. A források elkészítéséhez különböző energiájú proton nyalábot és Li, Cr és Cu céltárgyakat használtunk a következő reakciókhoz: $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ és $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$. A 24. ábra jobb oldalán a négy egyvonalas forrással meghatározott 1 cm-es hatásfokgörbe is látható. A pontok jól illeszkednek a log-log egyenesre.

A tényleges mérésekben előállított sokvonalas izotópok esetén a kaszkád koincidencia effektus problémáját több esetben úgy küszöböltük ki, hogy egy nagyobb aktivitású forrás spektrumát felvettük mind a közeli, mind a távoli (kaszkád koincidencia mentes) geometriában. A két mérés összehasonlításával minden vizsgált γ -átmenetre egy korrekciós tényezőt tudtunk származtatni. Ezután a kisebb aktivitású források mérését már a közeli geometriában tudtuk végezni.

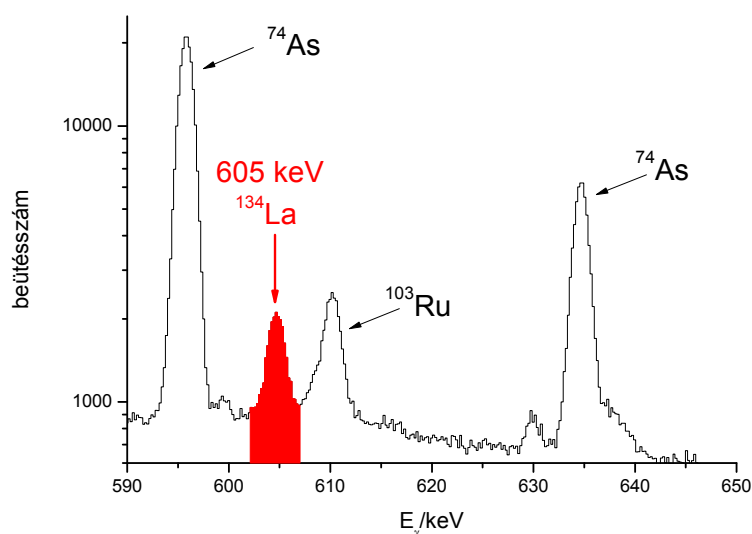
Terjedelmi okból jelen dolgozatban csak egy vizsgált izotóp esetén mutatok be tipikus γ -spektrumot, a $^{130}\text{Ba} + \alpha$ reakciók esetén. A 25. ábrán egy Ba céltárgy γ -spektruma látható közvetlenül egy 14 MeV-es α -besugárzás után mérve. A $^{130}\text{Ba}(\alpha,n)^{133}\text{Ce}$ reakcióban keletkező ^{133}Ce alap- és metastabil állapotának bomlásából származó csúcsokat nyilakkal jelölöm. Szintén megjelöltem a $^{132}\text{Ba}(\alpha,n)^{135}\text{Ce}$ reakció végmagjának bomlásából származó csúcsokat. Csak azokat a csúcsokat jelöltem, amiket az analízisben használtunk. A spektrumban látható számos egyéb csúcs vagy ugyanezen izotópok bomlásából származik (de az analízisben nem használtuk őket), vagy nehezebb Ba izotópokon lejátszódó reakciók eredménye, vagy pedig a céltárgyban illetve hátlapjában levő szennyezőkön indukált aktivitás.

Ugyanezen céltárgy γ -spektrumának részletét mutatja a 26. ábra. Ez a spektrum hat nappal a besugárzás vége után lett felvéve. Ekkorra már a viszonylag rövid felezési idejű (α,n) reakciótermékek elbomlottak, így lehetővé várt a kis aktivitású, hosszabb felezési idejű $^{130}\text{Ba}(\alpha,\gamma)^{134}\text{Ce}$ reakciótermék bomlásának megfigyelése. Az ábrán nyíl és pirosan színezett terület jelzi a mért izotóp bomlásából származó csúcsot. Szintén fel van tüntetve



25. ábra. 14 MeV -es α -részecskével besugárzott Ba céltárgy aktivációs γ -spektruma közvetlenül a besugárzás után mérve. Nyilak jelölik a $^{130}\text{Ba}(\alpha, n)^{133}\text{Ce}$ és $^{132}\text{Ba}(\alpha, n)^{135}\text{Ce}$ reakciók hatáskeresztmetszet-méréséhez használt γ -csúcsokat.

három szennyező háttércsúcs, amik a ^{74}As és ^{103}Ru magok bomlásából származnak. Ezek az izotópok a céltárgyban jelen levő Ga és Mo szennyezőkön lejátszódó $^{71}\text{Ga}(\alpha, n)^{74}\text{As}$ illetve $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakciók eredményeképp jönnek létre. Ez a példa jól mutatja a hatáskeresztmetszet-mérések nehézségét. A p-folyamatra jellemző energiatartományban kis hatáskeresztmetszetek mérése a feladat, amit jelentősen megnehezít az alacsony rendszámú izotópokon indukált reakciók okozta háttér. Még ha a szennyezők csak nyomelem szinten vannak is jelen a céltárgyban, a rajtuk lezajló reakciók nagyságrendekkel na-



26. ábra. 14 MeV -es α -részecskékkel besugárzott Ba céltárgy aktivációs γ -spektruma hat nappal a besugárzás után mérve. A $^{130}Ba(\alpha, \gamma)^{134}Ce$ reakció hatáskeresztmetszetének méréséhez használt γ -csúcs, valamint az ábrázolt energiatartomány három domináns szennyező-csúcsa nyilakkal jelölve.

gyobb hatáskeresztmetszete miatt domináns, a méréseket megnehezítő háttérrel tudnak okozni.

3.3. Eredmények

A 7. táblázat foglalja össze a dolgozat témáját képező reakciók mérésének energiatartományát (tömegközépponti rendszerben) valamint a mérési pontok számát. A mért hatáskeresztmetszet-értékek a kísérletek eredményeit közlő eredeti publikációkban megtalálhatók táblázatos formában. A táblázat utolsó oszlopa a megfelelő hivatkozást mutatja.

A mérések legalacsonyabb energiáját az energiával csökkenő hatáskeresztmetszet, illetve a laboratóriumi, vagy nyaláb-indukált háttér által meghatározott jel/zaj viszony határozta meg. Tipikusan a legalacsonyabb mért hatáskeresztmetszetek a 10^{-6} barn nagyságrendbe estek, de egynémely reakciók esetén a túl nagy háttér, vagy a végmag kedvezőtlen bomlási tulajdonságai miatt csak

magasabb hatáskeresztmetszeteket tudtunk mérni.

Az asztrofizikailag közvetlenül releváns sugárzásos befogási reakciók esetén szintén feltüntettem a táblázatban a p-folyamatra jellemző 3 GK hőmérsékleten a reakciók Gamow-ablakát [58]. Mint látható, protonindukált reakciók esetén sikerült a méréseket a Gamow-ablak energiatartományában elvégezni, így azok eredményei közvetlenül hasznosíthatók p-folyamat modellszámításokban. Alfa-indukált reakciók esetén a Gamow-ablakban a hatáskeresztmetszet sajnos túlságosan alacsony, általában nem éri el a 10^{-9} barn értéket sem. Így a méréseket csak magasabb energián tudtuk elvégezni. Elméleti megfontolások alapján végzett extrapoláció az asztrofizikailag lényeges energiatartományba ezért elkerülhetetlen. Az extrapoláció megkönnyítése, illetve a elméleti számításokkal való könnyebb összehasonlítás érdekében (lásd a következő alfejezetben) a méréseket mindig egy viszonylag széles energiatartományban végeztük annak ellenére, hogy a felső tartománynak nincs közvetlen asztrofizikai jelentősége.

Több reakció esetén a keletkező végmag létrejöhet alap, vagy metastabil állapotban is. Amennyiben a két állapot jól elkülöníthető módon bomlik (eltérő felezési idővel, illetve különböző γ -vonalak kibocsátása révén), parciális hatáskeresztmetszet határozható meg a két (vagy több) állapotra vezető reakciókra. Esetünkben ilyen reakciók a következők voltak: $^{84}\text{Sr}(p,\gamma)^{85}\text{Y}$, $^{86}\text{Sr}(p,\gamma)^{87}\text{Y}$, $^{113}\text{In}(\alpha,n)^{116}\text{Sb}$, $^{130}\text{Ba}(\alpha,n)^{133}\text{Ce}$ és $^{151}\text{Eu}(\alpha,n)^{154}\text{Tb}$.

3.4. Összehasonlítás statisztikusmodell-számításokkal és asztrofizikai konklúziók

Mint e fejezet bevezetőjében említettem, a p-folyamat modellszámításokhoz a reakcióhálózatokban résztvevő igen nagy számú reakció miatt elméleti úton nyert hatáskeresztmetszeteket használnak. A bemutatott mérések fő célja az eredmények összehasonlítása az elméleti értékekkel, s így a p-folyamat modellek egy fontos bemenő paraméterének ellenőrzése.

A p-folyamat szempontjából fontos tömegszám- és energiatartományban az elméleti hatáskeresztmetszeteket Hauser-Feshbach statisztikus modell segítségével nyerik [49]. A statisztikus modell alapfeltevése, hogy a reakcióban a köz-

7. táblázat. A dolgozat alapját képező reakciókra jellemző Gamow-ablak 3 GK hőmérsékleten (a sugárzásos befogási reakciók esetén [58]), a kísérletileg vizsgált energiatartomány, a mérési pontok száma, valamint hivatkozás az eredményeket részletesen bemutató publikációkra. Az energia-értékek tömegközépponti rendszerben értendők.

Reakció	Gamow-ablak MeV	Mért energia- tartomány, MeV	Pontok száma	Publ.
$^{64}\text{Zn}(\alpha, \gamma)^{68}\text{Ge}$	4,0 – 6,5	8,0 – 12,4	3	[B:14]
$^{64}\text{Zn}(\alpha, n)^{67}\text{Ge}$		9,0 – 12,4	9	[B:14]
$^{64}\text{Zn}(\alpha, p)^{67}\text{Ga}$		5,8 – 12,4	26	[B:14]
$^{74}\text{Se}(p, \gamma)^{75}\text{Br}$	1,4 – 3,1	1,5 – 3,5	14	[B:3]
$^{76}\text{Se}(p, \gamma)^{77}\text{Br}$	1,4 – 3,2	1,5 – 3,5	14	[B:3]
$^{82}\text{Se}(p, n)^{82}\text{Br}$		1,3 – 3,6	15	[B:3]
$^{84}\text{Sr}(p, \gamma)^{85}\text{Y}$	1,6 – 3,5	1,7 – 3,0	14	[B:1]
$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$	1,6 – 3,6	1,5 – 3,0	16	[B:1]
$^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$	1,7 – 3,4	1,6 – 3,0	15	[B:1]
$^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$	6,1 – 9,4	7,6 – 12,1	22	[B:6]
$^{106}\text{Cd}(\alpha, n)^{109}\text{Sn}$		10,3 – 12,1	6	[B:6]
$^{106}\text{Cd}(\alpha, p)^{109}\text{In}$		9,0 – 9,9	5	[B:6]
$^{106}\text{Cd}(p, \gamma)^{107}\text{In}$	2,1 – 4,4	2,4 – 4,7	16	[B:8]
$^{108}\text{Cd}(p, \gamma)^{109}\text{In}$	2,2 – 4,6	2,4 – 4,7	17	[B:8]
$^{113}\text{In}(\alpha, \gamma)^{117}\text{Sb}$	6,1 – 9,0	8,7 – 13,6	14	[B:9]
$^{113}\text{In}(\alpha, n)^{116}\text{Sb}$		9,6 – 13,6	10	[B:9]
$^{130}\text{Ba}(\alpha, \gamma)^{134}\text{Ce}$	6,8 – 10,2	11,6 – 16,0	10	[B:12]
$^{130}\text{Ba}(\alpha, n)^{133}\text{Ce}$		12,1 – 16,0	9	[B:12]
$^{132}\text{Ba}(\alpha, n)^{135}\text{Ce}$		12,1 – 16,0	9	[B:12]
$^{151}\text{Eu}(\alpha, \gamma)^{155}\text{Tb}$	7,4 – 10,4	12,3 – 17,0	14	[B:10]
$^{151}\text{Eu}(\alpha, n)^{154}\text{Tb}$		11,3 – 17,0	16	[B:10]

benső mag olyan magas gerjesztési energián jön létre, ahol a nagy nívósűrűség miatt a egyedi magállapotok figyelembe vétele helyett azok statisztikus kezelése lehetséges. A modell értelmében egy céltárgymag i^μ állapotát a végmag m^ν állapotával összekötő $i^\mu(j, o)m^\nu$ reakció hatáskeresztmetszete a következő formulával adható meg:

$$\sigma^{\mu,\nu}(E_{ij}) = \frac{\pi \hbar^2 / (2\mu_{ij} E_{i,j})}{(2J_i^\mu + 1)(2J_j + 1)} \sum_{J,\pi} (2J + 1) \times \frac{T_j^\mu(E, J, \pi, E_i^\mu, J_i^\mu, \pi_i^\mu) T_o^\nu(E, J, \pi, E_m^\nu, J_m^\nu, \pi_m^\nu)}{T_{tot}(E, J, \pi)} \quad (4)$$

ahol E_{ij} a tömegközépponti energia, μ_{ij} a redukált tömeg. E , J és π rendre az adott magállapot gerjesztési energiája, spinje és paritása. Az alsó indexek a reakcióban résztvevő magokat azonosítják, míg a felső indexek az adott gerjesztett állapotot jelölik. Az index nélküli mennyiségek a közbelső magra utalnak. A T mennyiségek a modellben kulcsszerepet játszó transzmissziós együtthatók. A nevezőben található teljes transzmissziós együttható minden energetikailag lehetséges reakciócsatornába való átmenetet tartalmazza: $T_{tot} = \sum_{\nu,o} T_o^\nu$. A kísérletekben a céltárgy mindig alapállapotban van és a mért hatáskeresztmetszet tartalmazza a végmag összes lehetséges gerjesztett állapotára vezető átmenetet: $\sigma^{lab} = \sum_{\nu} \sigma^{0\nu} E_{ij}$.

Egy adott o kimeneti csatornában a teljes transzmissziós együtthatót a lehetséges állapotokra való összegzés adja meg a következő formula alapján:

$$T_o(E, J, \pi) = \sum_{\nu=0}^{\nu_m} T_o^\nu(E, J, \pi, E_m^\nu, J_m^\nu, \pi_m^\nu) + \int_{E_m^{\nu_m}}^{E-S_{m,o}} \sum_{J_m, \pi_m} T_o(E, J, \pi, E_m, J_m, \pi_m) \times \rho(E_m, J_m, \pi_m) dE_m \quad (5)$$

Az összegzés a legmagasabb energiájú ismert nívóig (ν_m) történik, fölötte a szummát a ρ nívósűrűségre való integrálás váltja fel, ami az $S_{m,o}$ csatornaszeparációs energia által meghatározott energiáig terjed ki.

A fenti összefüggésekből látható, hogy a statisztikus modell legfontosabb összetevői a részecske és γ -transzmissziós együtthatók, valamint a nívósűrűség. Egy statisztikus modellel számított hatáskeresztmetszet megbízhatóságát

az határozza meg, hogy mennyire jók ezek a paraméterek. A kísérleti eredményekkel való összehasonlítás e paraméterek ellenőrzését teszi lehetővé.

Több különböző statisztikus modell programcsomag található a szakirodalomban, melyek hatáskeresztmetszet-adatait p-folyamat modellszámításokban használják. Három ilyen programcsomagot említek itt, mert a vizsgált reakciók esetén e három program által adott eredményeket hasonlítottuk össze a kísérleti adatokkal.

Az egyik ilyen programcsomag a NON-SMOKER kód [59], amit Svájcban, a Basel-i egyetemen fejlesztettek a korábban használt SMOKER statisztikus modell kód alapján. A NON-SMOKER kód széles körben használt programcsomag asztrofizikai alkalmazásokban, bizonyos megkötéssel szabadon elérhető webes felületen keresztül [60]. Csoportunk folyamatosan gyümölcsöző együttműködést folytatott a program fejlesztőjével, így minden vizsgált reakció esetén elvégeztük az összehasonlítást a NON-SMOKER számításokkal.

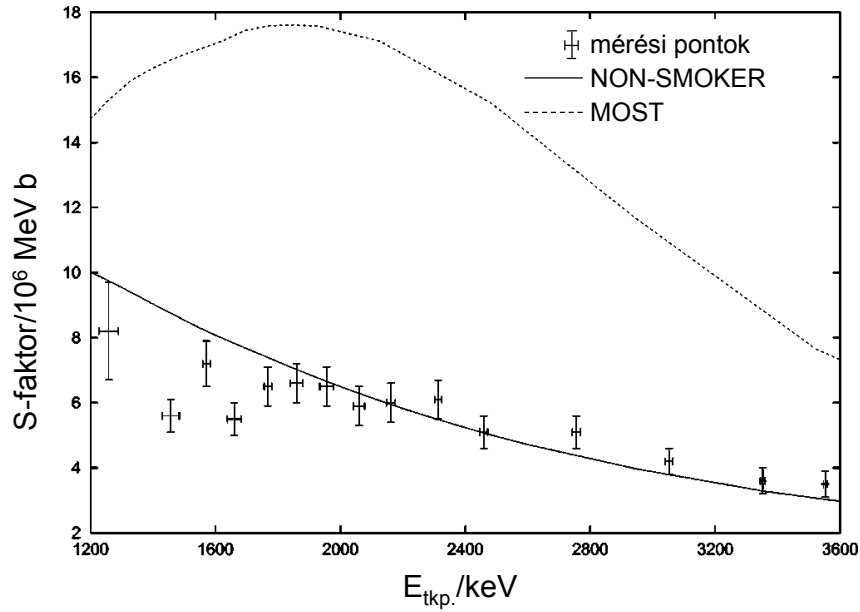
A SMOKER program egy másik továbbfejlesztése a Brüsszeli Egyetemen kidolgozott MOST kód [61]. A programcsomagot az utóbbi években nem fejlesztik tovább, így az ezzel való összehasonlítást csak a $\text{Sr} + \text{p}$ illetve $\text{Se} + \text{p}$ reakciók vizsgálata során végeztük el.

Egy nemrégiben kifejlesztett statisztikus modell programcsomag a TALYS kód. Bár ezt a programot nem kimondottan asztrofizikai alkalmazásokra fejlesztették ki, ám mivel a program szabadon felhasználható és a paraméterei könnyen változtathatóak, így kezd általánosan elterjedni. A legutóbbi méréseink esetén így ezt a programot is felhasználtuk.

Jelen dolgozatban nem tudom minden vizsgált reakció esetén bemutatni az összehasonlításokat teljes részletességgel, így csak néhány példán keresztül igyekszem tárgyalni az asztrofizikai konzekvenciákat.

3.4.1. Proton-indukált reakciók

Proton-indukált reakció hatáskeresztmetszeteket mértünk Sr, Se és Cd izotópokon. Az asztrofizikailag fontos (p, γ) reakciókon kívül a ^{82}Se mag esetén (p, n) reakciót is vizsgáltunk. Ennek kevésbé van asztrofizikai jelentősége, ám



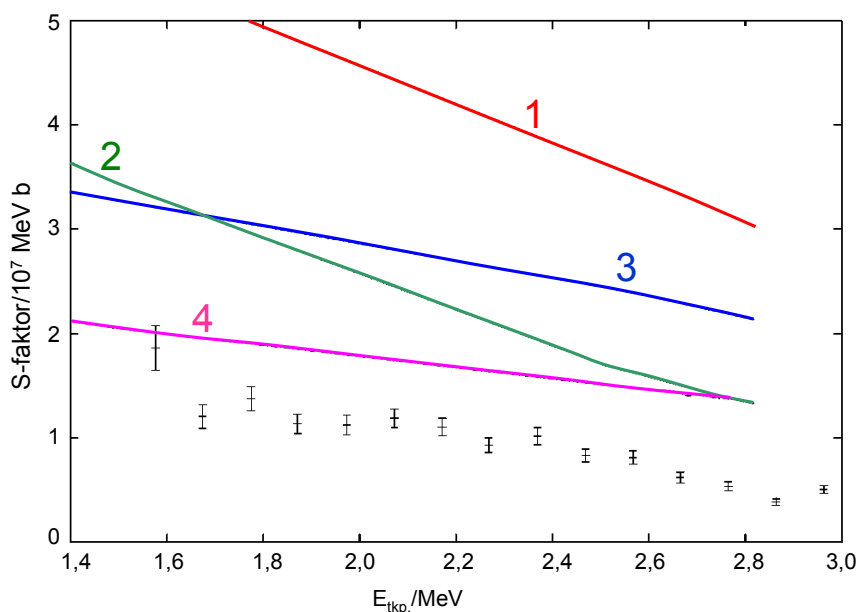
27. ábra. A $^{82}\text{Se}(p,n)^{82}\text{Br}$ reakció asztrofizikai S -faktora a tömegközépponti energia függvényében. A mért adatokon kívül a NON-SMOKER és MOST statisztikus modell kódok eredményei is láthatók.

a statisztikus modellekkel való összehasonlítás szempontjából lényeges⁴.

A 27. ábra szemlélteti az összehasonlítás eredményét a $^{82}\text{Se}(p,n)^{82}\text{Br}$ reakció esetén a NON-SMOKER és MOST kódok felhasználásával. Mindkét program esetén azok sztenderd bemenő adatait használtuk (amik felhasználásával nyert adatokat asztrofizikai modellekben is alkalmaznak). Jó látható, hogy míg a NON-SMOKER kód jól leírja a kísérleti adatokat, addig a MOST kód jelentősen felülbecsüli azokat, és a hatáskeresztmetszet energiaszámítása is jelentősen eltér a mérésektől.

A különbség oka főként a két programcsomag eltérő sztenderd bemeneti paramétereiben keresendő. A nívósűrűsége a NON-SMOKER kód egy Fermi-gáz modellen alapuló függvényt használ [62], míg a MOST kód egy Hartree-Fock-BSC modellen alapuló mikroszkopikus leírást [63]. Különbözőek a proton-mag

⁴Bizonyos esetekben a (p,n) reakciók is közvetlen asztrofizikai jelentőséggel bírnak. Lásd például [O:26].



28. ábra. A $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$ reakció S -faktora a tömegközépponti energia függvényében. A görbék a NON-SMOKER kóddal kapott számítások eredményei négy különböző proton-mag optikai potenciál esetén

optikai potenciálok is. A NON-SMOKER kód a J.-P. Jeukenne és munkatársai által kidolgozott és széles körben használt mikroszkopikus potenciált [64], míg a MOST kód egy, az előbbi potenciálból kiindulva kifejlesztett szemimikroszkopikus potenciált alkalmaz [65].

Mint látható, méréseink alapján egyértelműen eldönthető volt, hogy a NON-SMOKER kód a MOST kódnál lényegesen jobb leírását adja az adott reakciónak. Mivel, mint a fenti példa is mutatja, a számított hatáskeresztmetszet erősen függ a modell bemenő paramétereitől, így célszerű egy adott modelen belül megvizsgálni, hogy bizonyos paraméterek változtatása esetén hogyan módosulnak az eredmények, illetve hogyan viszonyulnak azok a kísérleti adatokhoz. Egy ilyen vizsgálat eredményét mutatja a 28. ábra, ahol a $^{87}\text{Sr}(p, \gamma)^{88}\text{Y}$ reakció S -faktora látható az energia függvényében, valamint a NON-SMOKER kóddal végzett modellszámítások eredménye.

A számításokat négy különböző proton-mag optikai potenciállal végeztük,

amik az ábrán számozva, különböző színekkel vannak feltüntetve. A négy használt potenciál a következő: két különböző Woods-Saxon fenomenologikus potenciál (1: [66], 2:[67]), a NON-SMOKER kód fent említett sztenderd potenciálja (3: [64]) és egy ekvivalens négyszög-potenciál (4: [68]). A különböző potenciálok erősen eltérő S-faktor eredményre vezetnek. Mindkét Woods-Saxon potenciál erősen túlbecsüli a mért értékeket. Az adatokkal legjobb egyezésben a négyszögpotenciál áll, míg az S-faktor energiafüggését a sztenderd potenciál írja le legjobban, egy konstans 2,2 körüli faktorral túlbecsülve a kísérleti értékeket.

Sajnos nem áll rendelkezésre elegendő kísérleti adat ahhoz, hogy a statisztikus modellek bemenő adatait, például az optikai potenciált globálisan, széles tömegszám-tartományban ellenőrizni, vagy jelentősen javítani tudjuk. A protonindukált reakciók vizsgálata azt mutatja, hogy a sztenderd bemenő adatokkal végrehajtott NON-SMOKER számítások egy mintegy kettes faktoron belül tudják reprodukálni a kísérleti adatokat.

Már viszonylag kevés kísérleti adat birtokában is lehetőség van azonban a paraméterek némi pontosítására. Méréseink alapján (részben az itt be nem mutatott reakciók vizsgálata során) azt tapasztaltuk, hogy a sztenderd potenciál izovektor komponense túlságosan gyenge. A potenciál képzetes részének erősségét mintegy 70 %-kal emelve a kísérletekkel jobban egyező hatáskeresztmetszeteket kapunk az $A = 70 - 80$ körüli tömegszám-tartományban [O:22].

A p-folyamat modellek szempontjából legfontosabb mennyiség a hálózatokban résztvevő reakciók sebessége, ami adott hőmérsékleten a hatáskeresztmetszetből számítható. Mivel a (p, γ) reakciókat a Gamow-ablak energiatartományában végeztük, a mért hatáskeresztmetszetek közvetlenül felhasználhatók reakciósebességek számítására. Minden vizsgált reakció esetén elvégeztük a sebességek kiszámítását és azokat a hőmérséklet függvényében, táblázatos formában közöltük az eredeti publikációkban [B:1, B:3, B:8].

3.4.2. Alfa-indukált reakciók

A proton-indukált reakciókkal ellentétben a túl alacsony hatáskeresztmetszetek miatt az alfa-indukált reakciókat nem tudtuk a Gamow-ablak energiatartomá-

nyában vizsgálni, csak valamivel fölötte (lásd 7. táblázat). Ezért a p-folyamat modellekhez szükséges reakciósebességek származtatásához a hatáskeresztmetszeteket alacsony, asztrofizikai energiákra kell extrapolálni, valamint a statisztikus modellek ellenőrzése sem lehetséges közvetlenül a releváns energiatartományban.

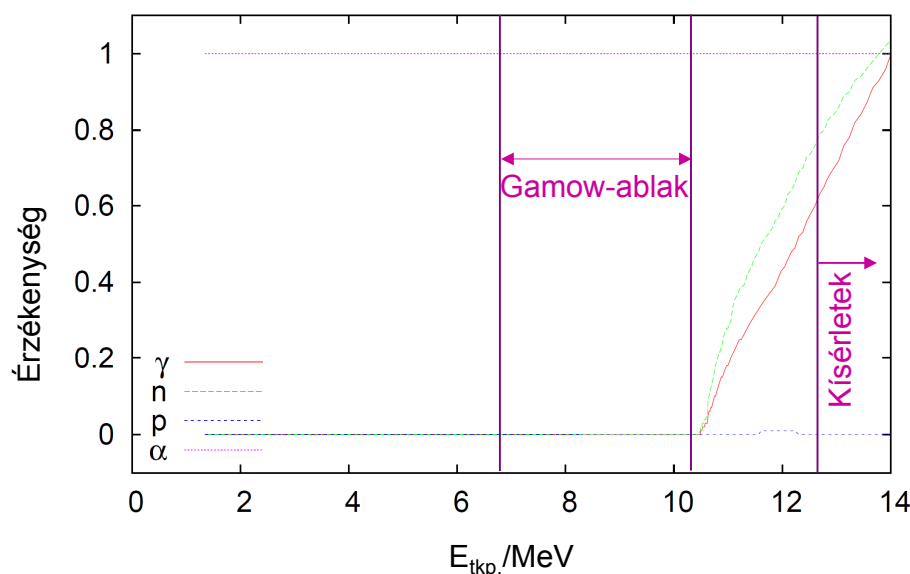
Fontos megvizsgálni tehát, hogy asztrofizikai energiákon, illetve a mérések energiatartományában mely bemenő paraméterekre érzékenyek a statisztikus modellek. Mint láthattuk, a statisztikus modell által adott hatáskeresztmetszet a különböző (részecske, vagy gamma) átlagolt transzmissziós együtthatók függvénye. Defináljuk az s érzékenységet a következő formulával:

$$s = \frac{f' - 1}{f - 1} \quad (6)$$

ahol f' a számított hatáskeresztmetszet változása (azaz $\sigma' = f'\sigma$) akkor, ha egy adott transzmissziós együttható változása f . Ha tehát egy adott együttható módosítására a hatáskeresztmetszet nem változik, akkor s értéke nulla, míg egységnyi akkor, ha a hatáskeresztmetszet egy ugyanakkora faktorral változik, mint az együttható. Egy adott reakció esetén meg lehet vizsgálni, hogy az energia függvényében hogyan változik a különböző együtthatókra az érzékenység. Egy ilyen számítás eredményét mutatja a 29. ábra a $^{130}\text{Ba}(\alpha, \gamma)^{134}\text{Ce}$ reakcióra.

Mint látható, a Gamow-ablak energiatartományában a számítások kizárólag az alfa-együtthatóra érzékenyek, ám arra maximálisan. Ez nem meglepő annak fényében, hogy alacsony energián a hatáskeresztmetszetet az alfa-részecske mélyen Coulomb-gát alatti energián való befogása határozza meg. Emiatt hasonló képet kapunk szinte bármely, p-folyamat szempontjából fontos alfa-befogási reakció esetén is. A legfontosabb, tehát a kísérletekben leginkább vizsgálandó mennyiség tehát az alfa-transzmissziós együttható, ami az alfa-mag optikai potenciálból származtatható. Célszerű tehát a kísérleti eredményeket különböző optikai potenciálok felhasználásával nyert számítások eredményeivel összehasonlítani, hogy ki tudjuk választani a legmegfelelőbbet.

Megnehezíti az összehasonlíthatóságot azonban az a tény, hogy a kísérleti leg vizsgálható energiatartományban már más együtthatókra is érzékenyek a

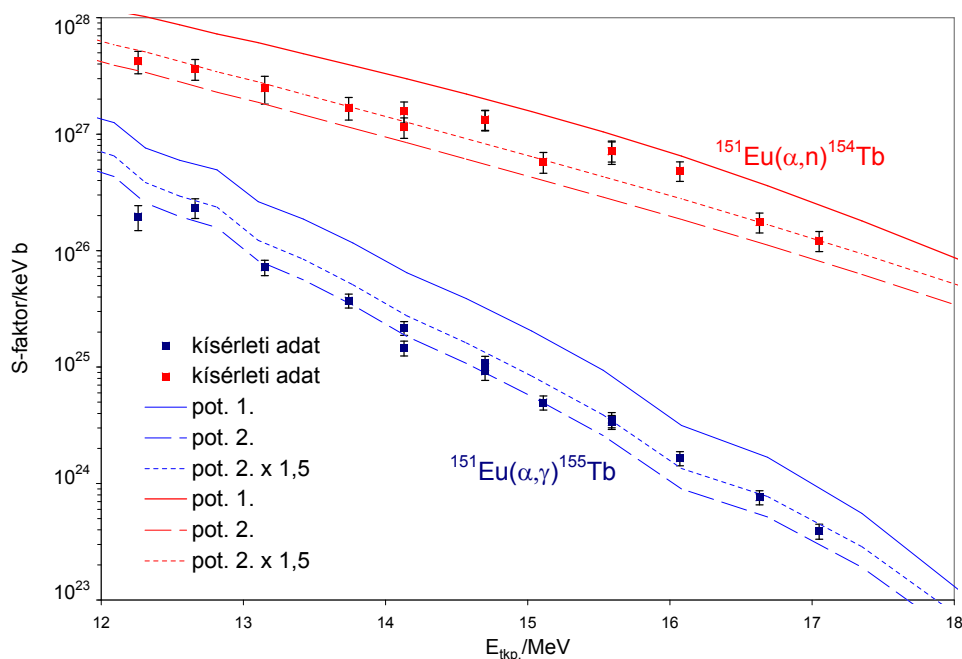


29. ábra. Az s érzékenység energiatartományfüggése a proton-, alfa-, neutron- és gamma-transzmissziós együtthatókra a $^{130}\text{Ba}(\alpha, \gamma)^{134}\text{Ce}$ reakció esetén. Szintén fel van tüntetve a Gamow-ablak valamint a kísérletek energiatartománya.

számítások, az ábrán bemutatott esetben például az energiával egyre növekvő mértékben a neutron- és gamma-együtthatókra. Ezért a számított hatáske- resztmetszetek mérésekkel való összehasonlításával nem lehet egyértelműen ki- deríteni, mely együttható okozhatja az esetleges eltérést. Segítheti azonban a következtetések levonását, ha egy adott izotópon az asztrofizikailag lénye- ges (α, γ) reakciócsatornán kívül egyéb, az adott energián nyitott csatornát is vizsgálunk. Ekkor, mivel különböző csatornák esetén az érzékenységek kü- lönböző módon függnek az energiától, jobban kimutatható, mely együttható szorul módosításra.

Aktivációs technikával az egyéb reakciócsatornák akkor vizsgálhatók, ha az adott végmag is radioaktív és a bomlása nyomon követhető. Szerencsére ez az eset gyakran előfordul. Minden vizsgált izotóp esetén sikerült az (α, γ) reakción kívül az (α, n) csatorna hatáske- resztmetszetét is mérni, a ^{106}Cd mag esetén pedig még az (α, p) hatáske- resztmetszetet is az (α, n) küszöb alatt.

Példaként a 30 ábrán a $^{151}\text{Eu}(\alpha, \gamma)^{155}\text{Tb}$ és $^{151}\text{Eu}(\alpha, n)^{154}\text{Tb}$ reakciók S-



30. ábra. A $^{151}\text{Eu}(\alpha, \gamma)^{155}\text{Tb}$ és $^{151}\text{Eu}(\alpha, n)^{154}\text{Tb}$ reakciók S -faktora a tömegközépponti energia függvényében. A görbék a NON-SMOKER kóddal kapott számítások eredményei három különböző alfa-transzmissziós együttható esetén.

faktora látható [B:10]. A kísérleti pontokon kívül a NON-SMOKER kóddal végzett számítások eredményei is láthatók három különböző alfa-transzmissziós együttható esetén. A *pot. 1.* nevű görbékhez L. McFadden és G.R. Satchler széles körben alkalmazott alfa-mag optikai potenciálját használtuk [69], ami a NON-SMOKER kód sztenderd bemenő paramétere alfa-indukált reakciók esetén. Jól látható, hogy a számítások mindkét reakció esetén erősen túlbecslik a kísérleti értékeket. Az (α, γ) reakció esetén a különbség átlagosan mintegy háromszoros. Ez közvetlen információval szolgál a p-folyamat modellekhez, azok ugyanis a sztenderd NON-SMOKER számítások eredményeit használják. Megállapítható tehát, hogy a p-folyamat modellek jelentősen túlbecslik a ^{155}Tb magból kiinduló (γ, α) reakciófluxust.

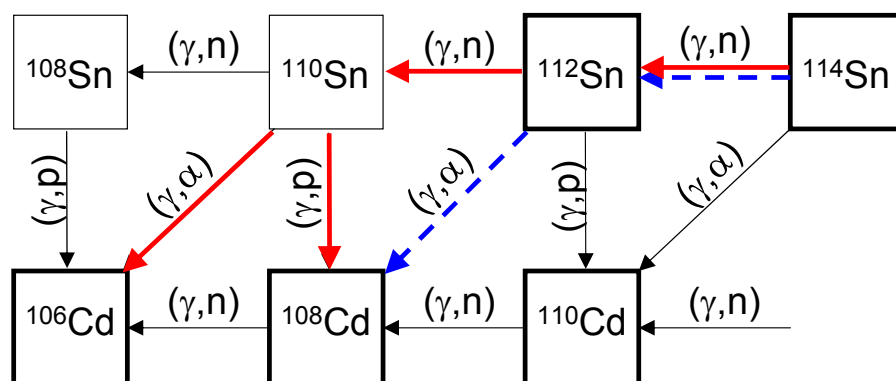
Az ábrán *pot. 2.* címkével ábrázolt görbéhez egyéb paraméterek változtatlanul hagyása mellett C. Fröhlich és T. Rauscher nemrégiben kifejlesztett alfa-

mag potenciálját használtuk [70]. Az (α, γ) reakció esetén az így számított görbe szinte tökéletesen visszaadja a kísérleti értékeket, csak magasabb energiánál található kisebb eltérés. Az érzékenységszámítások azt mutatják, hogy a $^{151}\text{Eu}(\alpha, n)^{154}\text{Tb}$ reakció szinte kizárólag az alfa-transzmissziós együtthatóra érzékeny. E reakció esetén azonban akkor kapuk a kísérlettel megegyező eredményt, ha a Fröhlich–Rauscher potenciállal számolt alfa-transzmissziós együtthatót megnöveljük egy mintegy 1,5-ös faktorral. Ezt a kísérletekkel jól egyező görbét szintén mutatja az ábra. Nem meglepő módon az (α, γ) reakció mért értékeit az így végzett számítás némiképp felülbecsüli.

Amennyiben feltételezzük, hogy a (α, n) reakció alapján (ami csak erre érzékeny) a módosított alfa-együttható helyes, akkor az (α, γ) reakcióban tapasztalható eltérés más együtthatóknak (neutron, vagy gamma) tulajdonítható, ám ez a kísérletek alapján nem eldönthető. Mivel azonban asztrofizikai energiákon csak az alfa-együtthatónak van jelentősége, elfogadhatjuk a Fröhlich–Rauscher potenciál fenti módosítását. Így méréseink alapján azt javasoltuk, hogy a $^{151}\text{Eu}(\alpha, \gamma)^{155}\text{Tb}$ reakcióra (illetve inverzére) vonatkozóan a p-folyamat modellekben használt reakciósebességeket egy mintegy kettes faktorral csökkenteni kell.

Hasonló analízist végeztünk a többi alfa-indukált reakció vizsgálata során is. Bár még nagyon kevés mag esetén áll rendelkezésre kísérlet adat, az már elég nagy bizonyossággal kijelenthető, hogy a McFadden–Satchler potenciálon alapuló statisztikusmodell-számítások jelentősen túlbecsülik az alfa-indukált reakciók hatáskeresztmetszeteit, így a p-folyamat modellek túl erős (γ, α) reakciófluxust használnak.

Egy konkrét példán keresztül megmutatom, milyen hatással van ez a megállapítás a p-folyamat modellek kimenetelére. A 31. ábra a Cd–Sn izotópok közelében mutatja a p-folyamat modellek által használt reakció-láncokat. A sztenderd NON-SMOKER számítások hatáskeresztmetszeteit használó modellek szerint az Sn izotóplánc mentén a 112-es tömegszámú izotópnál érjük el az elágazási pontot mégpedig oly módon, hogy a (γ, α) reakció sebessége válik nagyobbá, mint a (γ, n) reakcióé. Ezt szemlélteti az ábrán a kék, szaggatott nyíl. A $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$ reakción végzett hatáskeresztmetszet-méréseinkkel azonban bebizonyítottuk, hogy a McFadden–Satchler potenciált használó sztenderd



31. ábra. A p -folyamat reakcióláncai a Cd-Sn izotópok régiójában. Szaggatott kék nyilak jelzik a régi, míg piros nyilak az új, a mérési eredményeinkre alapozott fő láncokat. Részletek a szövegben.

NON-SMOKER számítások erősen túlbecslik (alacsony energiákon egy mintegy ötös faktoral) a mért hatáskeresztmetszeteket [B:6]. A Fröhlich-Rauscher potenciál alkalmazása esetén viszont a kísérlettel jó egyezést kapunk.

Amennyiben a Fröhlich-Rauscher potenciált alkalmazzuk a Cd-Sn izotópok környezetében, lecsökken többek között a $^{112}\text{Sn}(\gamma, \alpha)^{108}\text{Cd}$ reakció sebessége, így a ^{112}Sn magon a (γ, n) reakció marad a domináns, a ^{112}Sn mag megszűnik elágazási pont lenni. Helyette az elágazási pont áttevődik a ^{110}Sn izotópra, ahol mind a (γ, α) , mind a (γ, p) reakció sebessége felülmúlja a (γ, n) folyamatét. A (γ, α) és (γ, p) viszont egymással összemérhető sebességűvé válnak, így nem csak az elágazási pont helye változik meg, hanem annak jellege is, (γ, α) jellegűből kevert $(\gamma, \alpha) + (\gamma, p)$ jellegűvé válik. Ezt szemléltetik az ábrán a piros nyilak (a vékony fekete nyilak a másodrendű, gyengébb reakcióutakat mutatják).

3.5. Kitekintés

Az elágazási pontok fent bemutatott módosulása természetesen befolyásolja a p -folyamat modell végeredményeként kapott p -izotóp gyakoriságokat is. Továbbra sem áll azonban rendelkezésre elegendő kísérleti adat ahhoz, hogy a p -folyamat modellek magfizikai bemenő paramétereit globálisan, a reakcióhá-

lózatok teljes tömegszám tartományában ellenőrizni, illetve javítani lehessen. Az asztrofizikai p-folyamat ezért továbbra is az elemszintézis egyik legkevésbé ismert, és kísérleti adatokat tekintve legkevésbé tesztelt folyamata marad. Fontos tehát további kísérleti kutatómunka e területen.

A kísérleti adatok iránti igényt a nemzetközi nukleáris asztrofizikai illetve magfizikai közösség is elismeri. Ennek egyik jele, hogy 2008. óta vezetéssel folyamatban van az European Research Council Starting Grant projektje, aminek segítségével jelentősen fejleszteni tudtuk a kutatási infrastruktúránkat. Csoportunk szintén részt vesz a European Science Foundation Eurocores programján belül az EuroGENESIS projektben, aminek szintén egyik központi kutatási témája a nehéz elemek nukleoszintézise és ezen belül a p-folyamat kutatása.

Jelen dolgozat beadásakor is több, a p-folyamat szempontjából fontos magreakció vizsgálata van folyamatban vagy előkészítés alatt, így kijelenthető, hogy a p-folyamat kísérleti vizsgálata továbbra is az Atomkiban zajló nukleáris asztrofizikai kutatások egyik legfontosabb részterülete marad.

4. Radioaktív magok felezési idejének nagy pontosságú mérése

Kivonat

Az aktivációs technikával végzett hatáskeresztmetszet-mérések esetén az analízis fontos bemenő paramétere a keletkező radioaktív izotóp felezési ideje. Sok esetben a kérdéses felezési idők nem ismertek kellő pontossággal, ami egy kiküszöbölendő hibaforrás a mérésekben. Öt izotóp esetében ezért nagy pontosságú méréseket végeztünk a felezési idő meghatározására gamma-spektroszkópai módszerrel. A ^{109}In , ^{110}Sn , $^{133}\text{Ce}^m$ és $^{154}\text{Tb}^m$ izotópok esetén sikerült jelentősen pontosítanunk az irodalmi felezési idő adatokat, míg a ^{66}Ga izotóp mért felezési ideje jó egyezésben van egy korábbi, nagy pontosságú mérés eredményével, de jelentősen ellent mond más mérések, illetve a kompiláció értékeinek.

4.1. Motiváció

Az előző fejezetben aktivációs módszerrel végzett hatásfokméréseket mutatam be. Egy aktivációs mérés két szakaszra tagolható, a besugárzásra, és a céltárgy aktivitásának mérésére. Ha egy T vastagságú céltárgyat t_i ideig állandó ϕ intenzitású részecskenyalábbal sugárzunk be, akkor a besugárzás végén az ismeretlen σ hatáskeresztmetszetű reakció eredményeképp N darab vizsgálható radioaktív izotóp lesz a céltárgyban a következő formula szerint:

$$N = T \cdot \phi \cdot \sigma \cdot \frac{1 - e^{-\lambda \cdot t_i}}{\lambda} \quad (7)$$

Ezután a minta γ -mérése során egy adott csúcsban mért beütésszám:

$$n = N \cdot e^{-\lambda \cdot t_w} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_c}) \cdot \eta \cdot \epsilon_\gamma \quad (8)$$

ahol t_c és t_w rendre γ -mérés ideje illetve a besugárzás vége és γ -mérés kezdete között eltelt idő, η a detektor hatásfoka az adott energián és ϵ_γ a vizsgált γ -átmenet relatív intenzitása. E két formula alapján a csúcsterület mérésével az ismeretlen hatáskeresztmetszet meghatározható, ha az összes paraméter ismert.

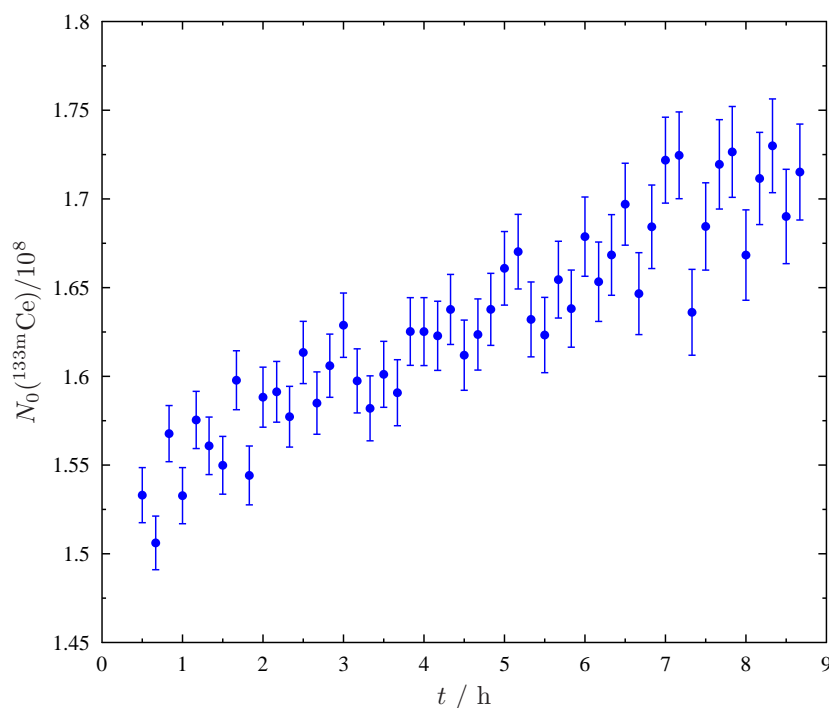
Mindkét egyenletben szerepel a keletkezett radioaktív izotópra jellemző λ bomlási állandó, ami a felezési idővel a $t_{1/2} = \ln(2)/\lambda$ összefüggésben van. Így, ha a vizsgált izotóp felezési ideje nem ismert kellő pontossággal, vagy a felezési idő értéke esetleg hibás, akkor ez közvetlenül befolyásolhatja a hatáskeresztmetszet kiszámítását. Általában a felezési idő hibája nem tartozik a meghatározott hatáskeresztmetszetet terhelő domináns hibák közé, azonban amennyiben lehetséges célszerű e hibaforrás kiküszöbölése.

A 32. ábra egy olyan esetet szemléltet, amikor méréseink alapján egyértelműen hibásnak találtuk a vizsgált mag irodalmi felezési idejét. Az ábra adatait a $^{130}\text{Ba}(\alpha, n)^{133}\text{Ce}$ reakció vizsgálata során rögzítettük. A besugárzás után a céltárgy γ -spektrumát hosszú ideig mértük, tíz perces mérésekkel. A rövid mérések mindegyikéből meghatároztuk az ábrázolt N mennyiséget, ami a besugárzás végén a céltárgyban jelen levő $^{133}\text{Ce}^m$ izomer állapotú magok száma. Ennek a mennyiségnek természetesen függetlennek kell lenni a mérés idejétől, így az ábrán látható tendencia csak azzal magyarázható, hogy a $^{133}\text{Ce}^m$ izotóp felezési ideje a valóságban hosszabb, mint az irodalmi érték.

Több reakció vizsgálata során tapasztaltunk hasonló jelenséget, illetve azt, hogy a végmag felezési ideje csak viszonylag nagy hibával volt ismert. Ezért a hatáskeresztmetszetek mérése mellett célul tűztük ki ezen izotópok felezési idejének pontos mérését. Ez egyrészt segít a hatáskeresztmetszet-számítások pontosságának növelésében valamint önmagában is értékes információ.

A 8. táblázat sorolja fel azokat a magokat, melyek esetén felezési idő méréseket végeztünk. Feltüntettem az izotópoknak a méréseink idején rendelkezésre álló elfogadott felezési idejét, azok hibáját, valamint azt, hogy az irodalmi értékek hány független mérés átlagolásával jöttek létre. Mint látható, viszonylag kevés mérés áll rendelkezésre ezekre a felezési időkre (a $^{133}\text{Ce}^m$ izotóp esetén például mindössze egy), valamint a felezés idő hibája a stabilitási sávhoz közel levő magokhoz képest szokatlanul nagy (egészen 8 %-ig). Ezek a tények adták méréseink motivációját.

Kivételt képez a ^{66}Ga mag esete. Itt a felezési idő sokkal pontosabban ismert, valamint ez az izotóp nem játszott szerepet a hatáskeresztmetszet-méréseinkben. A ^{66}Ga jelentőségét az adja, hogy nagyenergiás γ -sugárzást bocsát ki, így jól használható γ -detektorok hatásfok-kalibrációjára (lásd például



32. ábra. A $^{130}\text{Ba}(\alpha, n)^{133}\text{Ce}$ reakció vizsgálata során a keletkezett $^{133}\text{Ce}^m$ izomer állapotú magok meghatározott száma a γ -mérési idő függvényében. A pontsor monoton növekvő jellege a felezési idő alulbecslésére utal.

a 3.2.4. fejezetben). Fontosságára való tekintettel a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség javasolta [76] a ^{66}Ga felezési idejének pontosítását. Azóta két új, nagy pontosságú mérés látott napvilágot, melyek eredményei azonban mintegy hat szigma eltérést mutatnak ($9,49 \pm 0,03$ [77] illetve $9,304 \pm 0,008$ [78]). Ez adta az indokot arra, hogy egy új méréssel próbáljuk feloldani az ellentmondást.

8. táblázat. Izotópok, melyeken felezési idő méréseket végeztünk.

Izotóp	Felezési idő [h]	Hiba	Mérések száma	Ref.
^{66}Ga	$9,49 \pm 0,03$	0,3 %	4	[71]
^{109}In	$4,2 \pm 0,1$	2,4 %	2	[72]
^{110}Sn	$4,11 \pm 0,1$	2,4 %	4	[73]
$^{133}\text{Ce}^m$	$4,9 \pm 0,4$	8,2 %	1	[74]
$^{154}\text{Tb}^m$	$9,4 \pm 0,4$	4,3 %	4	[75]

4.2. Kísérletek

A táblázatban felsorolt izotópokat az Atomki ciklotron gyorsítójával állítottuk elő. A ^{66}Ga kivételével ugyanazokat a reakciókat használtuk, melyeknek a hatáskeresztmetszeteit is mértük. Ezek a reakciók tehát a $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$, $^{106}\text{Cd}(\alpha, n)^{109}\text{Sn}$, $^{130}\text{Ba}(\alpha, n)^{133}\text{Ce}$ és $^{151}\text{Eu}(\alpha, n)^{154}\text{Tb}$ voltak. Részletek ezekről a besugárzásokról a 3.2.3. fejezetben található.

A ^{66}Ga izotópot két különböző módon is előállítottuk. Egyrészt Ta hátlapra párologtatott vékony Zn céltárgyakat sugároztunk be 11,3 MeV-es protonokkal, másrészt vastag réz hátlapokat 12,5 MeV-es alfa-nyalábbal. Az első esetben a $^{66}\text{Zn}(p, n)^{66}\text{Ga}$, míg a másodikban a $^{63}\text{Cu}(\alpha, n)^{66}\text{Ga}$ reakció hozza létre a vizsgálandó izotópot. Mivel természetes izotópösszetételű céltárgyakat sugároztunk be, mindkét módszer esetén keletkeznek más radioaktív gallium izotópok is. Ezek közül a ^{64}Ga , ^{65}Ga és ^{68}Ga a vizsgált izotópnál jóval rövidebb felezési idejű. Így a források elkészítése utáni mintegy öt órás várakozással ezek zavaró hatása elkerülhető volt. Mindössze a hosszú felezési idejű ^{67}Ga izotóp maradt a céltárgyakban, ám ennek aktivitása alacsony volt.

Az izotópok felezési idejét bomlásuk γ -spektrumának mérésével határoztuk meg. Ezekhez a mérésekhez ugyanazokat a HPGe detektorokat használtuk, amiket a hatáskeresztmetszet-mérésekhez (3.2.4.). Amennyiben egy izotóp több erős γ -átmenettel is rendelkezik, akkor ezek közül többet is felhasználtunk az analízishez. Ezeket a γ -átmeneteket listázza a 9. táblázat.

A 33. ábra bal oldalán egy tipikus γ -spektrum látható, melyet a ^{109}In és ^{110}Sn izotópok mérése során vettünk fel. Nyilak jelölik az analízishez használt

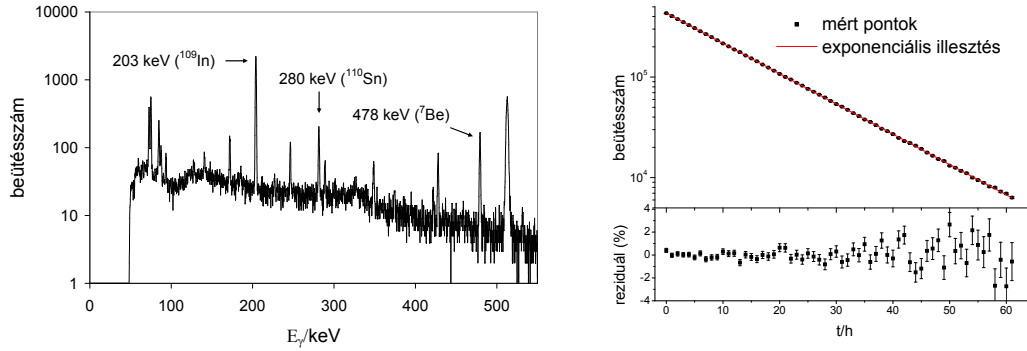
9. táblázat. A mért izotópok bomlásának azon γ -átmenetei, melyeket a felezési idők meghatározására használtunk.

Izotóp	Gamma-energiák [keV]
^{66}Ga	834, 1039, 1918, 2190, 2752, 4295, 4806
^{109}In	203
^{110}Sn	280
$^{133}\text{Ce}^m$	540
$^{154}\text{Tb}^m$	58, 131, 477

két γ -csúcsot. A γ -spektrumokat adott időközönként mentettük (általában minimum tíz perces, maximum egy óras gyűjtéseket használtunk) és minden spektrumban meghatároztuk a vizsgált γ -csúcs területét. A csúcsterületekre az idő függvényében történő exponenciális függvény paramétereiből kaptuk meg a felezési időt, illetve annak statisztikus hibáját. Egy ilyen illesztés eredménye látható a 33. ábra jobb oldalán a $^{154}\text{Tb}^m$ izotóp esetén. Az ábrán láthatóak a mérési pontok, a rájuk illesztett exponenciális görbe, valamint az ábra alsó részén az illesztés és az egyes mérési pontok százalékos eltérése (a reziduál).

A megbízható felezési idő mérésekhez kiemelt fontosságú az eredményeket terhelő szisztematikus hibák megfelelő figyelembe vétele. Méréseink során erre kiemelt figyelmet fordítottunk. A detektorok hosszú távú stabilitásának ellenőrzése érdekében a mérendő izotópok mellé hosszú felezési idejű forrásokat is helyeztünk. Ezeket a mért forrásokhoz rögzítettük, így bármilyen esetleges elmozdulás, ami megváltoztatná a mérési geometriát és így a detektor abszolút hatásfokát, egyformán érintené mindkét forrást. Az adott mérés követelményeinek megfelelően különböző ellenőrző forrásokat használtunk, mint például ^7Be , ^{137}Cs , ^{60}Co vagy ^{65}Zn . A 33. ábrán mutatott spektrumban például a ^7Be ellenőrző forrás csúcsa is jelölve van. Az ellenőrző források hozamának alakulását mérve a mérőrendszer stabilitásához szisztematikus hibát tudtunk rendelni, ami tipikusan 0,1 % körül volt.

A mérőrendszer stabilitását oly módon is ellenőriztük, hogy általában több céltárgyon mértük az adott izotóp felezési idejét (a ^{66}Ga izotóp esetén pél-



33. ábra. Bal oldal: A ^{109}In és ^{110}Sn izotópok mérése során felvett γ -spektrum. Jobb oldal: A $^{154}\text{Tb}^m$ izotóp bomlását kísérő γ -csúcs intenzitása az idő függvényében, valamint az illesztett exponenciális görbe.

dául hat forrást készítettünk a fent leírt két módszerrel). A különböző forrásokon egymástól függetlenül elvégzett analízisek statisztikusan konzisztens eredményt hoztak, ami megerősíti a mérőrendszer stabil működésének feltételezését.

A mérései elektronika által adott holtidő ellenőrzése végett egy impulzus-generátor jeleit is rögzítettük a spektrumban, valamint például a ^{66}Ga izotóp esetén a méréseket két teljesen független adatgyűjtő rendszerrel is elvégeztük.

A $^{154}\text{Tb}^m$ izotóp esetén potenciális szisztematikus hibaforrást jelenthet, ha a magasabban fekvő, 22,7 óra felezési idejű izomer táplálja az általunk vizsgált izomer állapotot, vagy a vizsgált γ -átmenethez más állapotok is adnak hozzájárulást. Ezek figyelembe vételéhez hatáskeresztmetszet-arány mérést végeztünk a különböző állapotok képződésére vonatkozóan, valamint χ^2 analízissel vizsgáltuk a bomlási görbében esetlegesen jelen levő hosszabb felezési idejű komponenst. Ezek eredményeképp egy mintegy 0,3%-os szisztematikus hibát kaptunk.

4.3. Eredmények

Méréseink eredményét a 10. táblázat foglalja össze. Több forrás, illetve azokon belül több γ -átmenet mérése esetén az illesztéseket függetlenül hajtottuk

10. táblázat. A felezési idő mérések eredményei

Izotóp	Irodalmi	Mért	A relatív hibák aránya	Publ.
	Felezési idő [h]			
^{66}Ga	$9,49 \pm 0,03$	$9,312 \pm 0,032$	1	[C:4]
^{109}In	$4,2 \pm 0,1$	$4,167 \pm 0,018$	5,5	[C:1]
^{110}Sn	$4,11 \pm 0,1$	$4,173 \pm 0,023$	4,4	[C:1]
$^{133}\text{Ce}^m$	$4,9 \pm 0,4$	$5,326 \pm 0,011$	40	[C:3]
$^{154}\text{Tb}^m$	$9,4 \pm 0,4$	$9,994 \pm 0,039$	11	[C:2]

végre, kiszámoltuk az értékek súlyozott átlagát, a hibát pedig megnöveltük a különböző szisztematikus hibák négyzetösszegével.

A táblázat feltünteti az irodalmi, illetve az általunk mért felezési időket, valamint a negyedik oszlopban az irodalmi és a saját értékeink relatív hibájának az arányát. A ^{109}In és ^{110}Sn izotópok esetén méréseink mintegy ötször pontosabbak, mint a korábbiak, a $^{154}\text{Tb}^m$ esetén a különbség egy nagyságrend, míg a $^{133}\text{Ce}^m$ izotóp esetén egy 40-es faktossal sikerült leszorítanunk a felezési idő hibáját.

A ^{66}Ga izotóp esetén eredményünk összemérhető pontosságú az irodalmi értékkel. A táblázatban feltüntetett irodalmi érték a Nuclear Data Sheets kiadványból származik, ami három mérés átlagolása révén adódott. Ez az érték erős ellentmondásban van a legújabb, nagy pontosságú méréssel [78], ami $9,304 \pm 0,008$ h értéket ad. Méréseink ez utóbbi érték helyességét támasztják alá, így a compilációban adott érték valószínűleg módosításra szorul.

4.4. Kitekintés

Mint a 3.5. fejezetben említettem, számos olyan magreakció hatáskeresztmetszetének mérése van folyamatban vagy előkészítés alatt, amelyek vizsgálatát aktivációs módszerrel kívánjuk elvégezni. Bár a reakciókban a stabilitási sávhoz viszonylag közeli, tehát könnyen előállítható radioaktív izotópok keletkeznek, meglepő módon sok olyan eset található, amikor a kérdéses izotóp felezési ideje nem kielégítő pontosságú. Ilyen izotóp például a jelenleg vizs-

gált $^{92}\text{Mo}(\text{p},\gamma)$ reakcióban keletkező ^{93}Tc ($t_{1/2} = 2.75 \pm 0.05$ h). Ilyen esetben a hatáskeresztmetszet-mérés hasznos mellékeredménye lehet az adott izotóp felezési idejének pontosítása, így erre a jövőben is figyelmet fordítunk.

5. Összefoglalás

Jelen dolgozat alapját az elmúlt bő tíz évben a kísérleti nukleáris asztrofizika területén végzett munkám három legfontosabb részterülete képezi. Ezek azok a területek, ahol szerepem a kísérletek kivitelezésében, illetve az azokból származó eredmények elérésében meghatározó volt. Az alábbiakban ezeket a munkákat illetve eredményeiket foglalom össze röviden.

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció a nukleáris asztrofizika két különböző területén is kiemelt fontosságú. Az ősrobbanás után lejátszódott elemszintézis során a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció, illetve a ${}^7\text{Be}$ mag ezt követő β -bomlása felelős főként a világegyetemben található ${}^7\text{Li}$ izotóp keletkezéséért. A jelenlegi ősrobbanásmodellek erősen túlbecsülik az univerzumban megfigyelt ${}^7\text{Li}$ gyakoriságot. Erre az úgynevezett ${}^7\text{Li}$ -problémára még nincs elfogadott magyarázat. Mivel a ${}^7\text{Li}$ keletkezéséért a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció felelős, ezért a reakció hatáskeresztmetszetének ismerete fontos az ősrobbanás modellek által szolgáltatott gyakoriságértékek megbízható meghatározásához. A hatáskeresztmetszet esetleges hibás ismerete okozója lehet a ${}^7\text{Li}$ -problémának.

A Naphoz hasonló fősorozatbeli csillagok hidrogénégési folyamatának egyik kulcsreakciója szintén a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció. Ennek a reakciónak (valamint a ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ folyamatnak) a sebessége határozza meg, hogy az energiatermelésből milyen arányban veszik ki a részüket a pp-I illetve a pp-II és pp-III láncok. Ez utóbbi két láncból származnak azok a nagyenergiás napneutrínók, melyekre több földi neutrínódetektor kizárólag érzékeny. A neutrínódetektorok ma már nagy pontossággal képesek mérni a különböző forrásokból származó neutrínók fluxusát. Ehhez képest a napmodellek viszonylag nagy pontatlanággal tudják csak megjósolni ezeket a fluxusokat, aminek az oka részben a résztvevő magreakciók hatáskeresztmetszetének nem kellő pontosságú ismeretében keresendő. Különösen nagy bizonytalanság terheli a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetét, így ennek a reakciónak a kísérleti vizsgálata kiemelt fontosságú.

A jelen dolgozatban tárgyalt mérések elvégzése előtt a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetére rendelkezésre álló kísérleti adatok nem voltak kellően pontosak, általában csak az asztrofizikai energiatartománynál jóval magasabb

energián álltak rendelkezésre, valamint ellentmondás mutatkozott a reakciónak két különböző módszerrel mért hatáskeresztmetszete között. Ezért a LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) együttműködés célul tűzte ki a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetének mérését minden eddigénél alacsonyabb energián, mind aktivációs, mind on-line módszerrel.

A kísérleteket az olaszországi Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) kutatóintézetben a LUNA együttműködés által üzemeltetett 400 kV-os gyorsítóval végeztük. A gyorsító által szolgáltatott nagy intenzitású, 220 és 400 keV közötti energiájú α -nyalábbal bombáztunk egy ablak nélküli, gázvisszaforogató rendszerrel üzemelő ${}^3\text{He}$ gázcéltárgyat. A nyaláb intenzitását kalibrált kalóriaméterrel mértük. A céltárgy vastagságának meghatározásához a céltárgykamra több pontján mértük a gáz nyomását és hőmérsékletét. Egy kettős rugalmas szóráson alapuló módszert fejlesztettünk ki a lokális gázmelegedési effektus mérésére.

Az aktivációs módszerhez a reakcióban keletkező ${}^7\text{Be}$ izotópokat összegyűjtöttük és mértük a bomlásból származó γ -sugárzást. Szimulációkkal és külön erre a célra elvégzett mérésekkel ellenőriztük az esetleges ${}^7\text{Be}$ veszteségeket, valamint a parazita reakciók által létrehozott ${}^7\text{Be}$ aktivitás nagyságát. A γ -méréseket az LNGS alacsony háttérű laboratóriumában végeztük két ultra alacsony háttérrel biztosító HPGe detektor felhasználásával. A detektorok abszolút hatásfokát az Atomkiban készített és hitelesített ${}^7\text{Be}$ kalibráló forrásokkal mértük.

Az in-beam γ -detektáláson alapuló méréseket egy, a gázcéltárgykamra mellé telepített HPGe detektorral végeztük. A laboratóriumi háttérsugárzás leszorítása érdekében a teljes mérési elrendezést vastag ólom árnyékolással vettük körbe. Kalibrált radioaktív forrásokkal mértük a detektor abszolút hatásfokát és szimulációk segítségével is vizsgáltuk a hatásfok helyfüggését a nyalábtengely mentén.

Magasabb energiatartományban (mintegy 1,2 MeV tömegközépponti energia fölött) csak egyetlen kísérleti adatsor áll rendelkezésre a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakcióra. Ezért az elméleti modellek, melyek segítségével a hatáskeresztmetszetet az asztrofizikai energiatartományra extrapolálják, ebben a tartományban ezt az egy adatsort próbálták reprodukálni. Fontos feladat volt tehát a

${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálata ebben a magasabb energiatartományban is.

A nagyenergiás méréseket egy eddig még nem alkalmazott kísérleti technikával, tömegszeperator segítségével végeztük. A mérésekhez a németországi Ruhr-Egyetemen működő ERNA (European Recoil Separator for Nuclear Astrophysics) tömegszeperatorot használtuk. A dynamitron gyorsítóból származó α -nyaláb egy ablak nélküli ${}^3\text{He}$ gázcéltárgyat bombázott és a reakcióban keletkező ${}^7\text{Be}$ magokat a szeperator által a primer nyalábtól megtisztítva detektáltuk. A gázcéltárgyat γ -detektorokkal körülvéve lehetőség volt részecske-gamma koincidenca alkalmazására és így a különböző módszerekkel mért hatáskeresztmetszetek összehasonlítására. Az esetleges szisztematikus hibák ellenőrzése érdekében a mérések egy részében a szeperator használata nélkül a ${}^7\text{Be}$ magokat a gázcéltárgy után összegyűjtöttük és a felgyűlt aktivitást a Gran Sasso-i alacsony háttérű detektorral mértük.

A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció LUNA és ERNA együttműködésekben elvégzett kísérleti vizsgálatának eredményei a következőkben foglalhatók össze (tézispontok):

- A LUNA nemzetközi együttműködés keretében a Nap hidrogénégési folyamatai és az ősrobbanásos elemszintézis szempontjából fontos ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetét mértük két különböző kísérleti módszerrel [A:1, A:3, A:4, Conf:3].
 - Aktivációs módszerrel a hatáskeresztmetszetet az $E_{tkp.} = 93 - 170$ keV energiatartományban mértük öt ponton mintegy 5%-os teljes hibával [A:2, A:5, A:7].
 - In-beam γ -detektáláson alapuló módszerrel három ponton mértük a hatáskeresztmetszetet szintén az $E_{tkp.} = 93 - 170$ keV energiatartományban 5%-os teljes hibával. A mért energiákon meghatároztuk a ${}^7\text{Be}$ mag alap- és első gerjesztett állapotára vezető direkt befogás közötti elágazási arányt. Az új elágazási arányok lényegesen pontosabbak, mint a korábbi értékek és jól egyeznek elméleti számítások jóslataival [A:6, A:8].

Méréseinket sikerült minden eddigi mérésnél alacsonyabb energiatartományban elvégezni. Az azonos energiákon elvégzett in-beam és aktivációs mérések hibahatáron belül azonos eredményt adtak, így méréseink nem támasztják alá a korábbi vizsgálatokban tapasztalt ellentmondást, ami tehát valószínűleg a korábbi mérések valamilyen rejtett szisztematikus hibájára utal.

Eredményeinkkel bebizonyítottuk, hogy az ősrobbanásos elemszintézis ${}^7\text{Li}$ problémája nem oldható meg azon az alapon, hogy a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszete nem ismert pontosan. Sikerült ezen kívül a nagy energiájú napneutrínók számított fluxusának magfizikai eredetű bizonytalanságát lényegesen csökkentenünk. Eredményeink segítségével, valamint a földi neutrínódetektorok által szolgáltatott nagy pontosságú adatok alapján a napmodellek minden eddiginél pontosabb ellenőrzésére nyílt lehetőség.

- Az ERNA együttműködés keretében tömegszeparátorral mértük a ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció hatáskeresztmetszetét széles energiatartományban ($E_{tkp.} = 700 - 2500 \text{ keV}$) több, mint 30 ponton. A méréseket kiegészítettük in-beam γ -detektáláson alapuló és aktivációs mérésekkel is, amik eredménye jó egyezést mutatott a tömegszeparátoros mérésekével. A vizsgált energiatartományban jelentős eltérést tapasztaltunk az egyetlen korábbi mérés eredményeihez képest mind a hatáskeresztmetszet abszolút értékét mind annak energiafüggését illetően. Ez az eltérés komoly hatással van a hatáskeresztmetszet asztrofizikai energiatartományra való extrapolációjára és ezért eredményeink további intenzív kísérleti és elméleti kutatómunkát váltottak ki [Conf:2, A:9].

Az asztrofizikai p-folyamat összefoglaló néven azon nehéz, protongazdag izotópok (p-izotópok) keletkezési mechanizmusa, melyek nem keletkezhetnek a neutronbefogási reakciók révén zajló s- és r-folyamatok által. Jelenlegi ismereteink szerint a p-izotópok keletkezéséhez a legnagyobb hozzájárulást nehéz magokon lejátszódó γ -indukált reakciók adják (γ -folyamat). A p-magok tel-

jes tömegszám tartományában a γ -folyamat modellezéséhez óriási, több tízezer reakciót tartalmazó reakcióhálózat figyelembe vétele szükséges.

Kísérleti adatok hiányában a reakcióhálózatokban elméleti úton (Hauser-Feshbach statisztikus modell segítségével) nyert hatáskeresztmetszeteket használnak. A jelenlegi p-folyamat modellek nem képesek kellő pontossággal leírni a természetben megfigyelt p-izotóp gyakoriságokat. Ennek egyik oka lehet a magfizikai bemenő paraméterek, tehát például a reakciók hatáskeresztmetszeteinek nem kellően pontos ismerete.

Töltött részecskék részvételével zajló, azaz leginkább (γ, α) és (γ, p) reakciók esetén a kevés rendelkezésre álló kísérleti adat azt mutatja, hogy a statisztikus modellek nem képesek kellő pontossággal leírni a kísérleti értékeket. Mindenképpen fontos tehát ezeknek a reakcióknak a kísérleti vizsgálata a p-folyamat szempontjából lényeges tömegszám és energiatartományban, hogy a p-folyamat modellek egy jelentős hibaforrását csökkenthessük.

A γ -indukált reakciók közvetlen kísérleti vizsgálata technikailag nehéz, ezért célszerűbb az inverz, töltött részecske-befogási reakciókat vizsgálni és ezek mért hatáskeresztmetszetéből származtatni a fotobomlási reakciók sebességét. Jelen dolgozat egyik témáját a p-folyamat szempontjából fontos proton- és α -befogási reakciók hatáskeresztmetszeteinek mérése adja.

A dolgozatban tárgyalt mintegy húsz reakció hatáskeresztmetszetének mérését az Atomki Van de Graaff és ciklotron gyorsítóival végeztük. A vizsgálandó energiatartomány által megszabott módon az α -indukált reakciókat a ciklotron, míg a protonindukált reakciókat főként a Van de Graaff gyorsítóval vizsgáltuk. A méréseket minden esetben aktivációs technikával végeztük.

A kísérletekhez használt céltárgyakat vákuumpárologtatással készítettük különböző hátlapokra. Több módszert is használtunk a céltárgymagok számának, illetve a céltárgyak összetételének és homogenitásának meghatározására.

A besugárzások után a céltárgyak aktivitását γ -mérés alapján határoztuk meg árnyékolt HPGe detektorok használatával. A detektorok abszolút hatásfokát a különböző alkalmazott geometriákban kalibrált radioaktív forrásokkal mértük meg.

A proton és α -indukált reakciók vizsgálata során elért eredmények rövid összefoglalása (tézispontok):

- Számos izotóp protonbefogási hatáskeresztmetszetét mértük meg közvetlenül a p-folyamat szempontjából fontos alacsony energiatartományban, ahol korábban egyik izotóp esetén sem állt rendelkezésre kísérleti adat. A mért hatáskeresztmetszeteket összehasonlítottuk statisztikusmodell-számítások eredményeivel és kiválasztottuk azokat a bemenő paramétereket, melyekkel a modellek a kísérleti eredmények legjobb leírását adják. A mérési adatainkból minden esetben asztrofizikai reakciósebességeket származtattunk. Eredményeink hatására a p-folyamat modellszámítások főként az alacsony tömegszám-tartományban megbízhatóbbá váltak.
 - A stroncium három stabil izotópjának (^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{87}Sr) protonbefogási hatáskeresztmetszetét mértük mintegy 15 ponton az $E_{tkp.} = 1,5 - 3$ MeV energiatartományban. A ^{84}Sr és ^{86}Sr magok esetén parciális hatáskeresztmetszeteket határoztunk meg a végmag alap- illetve izomer állapotára. A statisztikus modellekkel való összehasonlítás azt mutatja, hogy a Sr izotóplánc mentén a neutronsám növekedésével romlik a modellek és a mérések eredményei közötti egyezés [B:1, B:2].
 - A szelén két protongazdag izotópján (^{74}Se , ^{76}Se) (p, γ), míg a neutronban leggazdagabb ^{82}Se stabil izotópján (p,n) reakció-hatáskeresztmetszetet határoztunk meg 14 ponton az $E_{tkp.} = 1,5 - 3,5$ MeV energiatartományban. Megvizsgáltuk, mely optikai potenciál és nívósűrűség alkalmazása esetén írják le a modellek legjobban a kísérleti adatokat és ezeknek a paramétereknek az alkalmazását javasoltuk a reakciósebesség-számításokhoz. Rámutattunk, hogy deformált magok esetén a közelítő gömbszimmetrikus potenciál alkalmazása bizonyos izotópok esetén nem kielégítő [B:3, B:4].
 - A kadmium két p-izotópjának, a ^{106}Cd és ^{108}Cd magoknak a protonbefogási hatáskeresztmetszetét határoztuk meg 15 ponton az $E_{tkp.} = 2,4 - 4,7$ MeV energiatartományban. Azt találtuk, hogy e két reakció esetén a sztenderd bemenő adatokat használva a statisztikus modellek megfelelően reprodukálják a kísérleti adatokat, s így

az ezekkel származtatott reakciósebességek jól alkalmazhatók a p-folyamat modellekben [B:7, B:8].

- Több izotópon mértük α -indukált reakciók hatáskeresztmetszetét. A sugárzásos befogáson kívül az (α, n) és/vagy (α, p) reakciócsatornákat is vizsgáltuk. A reakciókat első ízben tanulmányoztuk az adott energiatartományban. A mért hatáskeresztmetszeteket e reakciók esetén is összehasonlítottuk statisztikusmodell-számítások eredményeivel valamint a mérési adatainkból asztrofizikai reakciósebességeket származtattunk. Szisztematikus vizsgálatainkból kitűnik, hogy p-folyamat modellekben használt elméleti (γ, α) hatáskeresztmetszetek erősen túlbecsültek, s így a p-folyamatban a (γ, α) reakció szerepe kisebb, illetve az elágazási pontok általában alacsonyabb neutronszámánál találhatók. A különböző reakciócsatornák vizsgálatából megállapítottuk, hogy statisztikus modell által adott túl nagy hatáskeresztmetszet oka az alacsony energiás α -mag optikai potenciál nem kellően pontos leírásából adódik. Ezzel rámutattunk az alacsony energiás α -mag optikai potenciál további kísérleti és elméleti vizsgálatának szükségességére.
- A ^{64}Zn magon α -indukált reakciók hatáskeresztmetszetének mérésével elsőként sikerült igazolni, hogy alacsony energiás α -indukált reakciók esetén a rugalmas szórásból és a mért reakciócsatornák alapján számított teljes hatáskeresztmetszet megegyezik [B:13].
- A ^{106}Cd mag α -befogási hatáskeresztmetszetét határoztuk meg tíz ponton $E_{tkp.} = 8,1$ és $12,1$ MeV között. A neutronküszöb alatt az (α, p) , míg fölötte az (α, n) reakció hatáskeresztmetszetét is mértük. Eredményeink alapján az Sn izotóplánc esetén a p-folyamat új elágazási pontját adtuk meg, mely jelentősen befolyásolja a számított izotópgyakoriságokat [B:5, B:6, Conf:1].
- A p-izotópok között ritkán előforduló páratlan rendszámú ^{113}In magon mértünk (α, γ) és (α, n) hatáskeresztmetszeteket 13 illetve 10 ponton az $E_{tkp.} = 8,7 - 13,6$ MeV energiatartományban. Az (α, n) reakció esetén parciális hatáskeresztmetszeteket határoztunk meg a

végmag alap- illetve izomer állapotára. Eredményeink azt mutatják, hogy az optikai potenciál energiaszükségének módosulása miatt a p-folyamat modellekben használt reakciósebességek túl nagyok [B:9, Conf:4, Conf:5].

- A $^{130}\text{Ba}(\alpha, \gamma)^{134}\text{Ce}$, $^{130}\text{Ba}(\alpha, n)^{133}\text{Ce}$ és $^{132}\text{Ba}(\alpha, n)^{135}\text{Ce}$ reakciók hatáskeresztmetszetét tíz ponton mértük az $E_{tkp.} = 11,6 - 16$ MeV energiatartományban. Megállapítottuk többek között, hogy a ^{130}Ba p-izotóp keletkezéséhez nem járul hozzá jelentősen a Ce izotóplánc [B:12, Conf:6].
- A ^{151}Eu magon (α, γ) és (α, n) reakciók hatáskeresztmetszetét mértük 11 ponton az $E_{tkp.} = 12,2 - 17$ MeV energiatartományban. Az (α, n) reakció esetén parciális hatáskeresztmetszeteket határoztunk meg a végmag alap- illetve mindkét izomer állapotára. Eredményeink alapján a sztenderd reakciósebesség egy kettes faktorral történő csökkentését javasoltuk [B:10, B:11].

Az α -indukált reakciók vizsgálatának a legfontosabb általános tapasztalata, hogy az alacsony energiás α -mag optikai potenciál az a bemeneti paraméter, melyre a statisztikus modellek a legérzékenyebbek, s mely a legnagyobb bizonytalanságot hordozza. A méréseink többsége megerősíti azt a tapasztalatot, hogy a sztenderd statisztikus modellek jelentősen túlbecsülik a mért α -befogási hatáskeresztmetszeteket. Nem áll azonban még rendelkezésre elegendő adat pontosabb következtetések levonására, így α -indukált reakciók további kísérleti vizsgálata szükséges különös tekintettel a α -mag optikai potenciál tanulmányozására.

Az aktivációs mérések során több esetben tapasztaltuk, hogy a keletkező mag bomlásának felezési ideje az irodalomban csak nagy hibával ismert. Ennek oka, hogy még a stabilitási sávhoz közeli izotópok esetén is gyakran előfordul, hogy a felezési idő kevés (esetenként csak egyetlen) sok évtizeddel ezelőtti elvégzett mérésen alapul. Hogy kiküszöböljük a hatáskeresztmetszet mért értékeinek egy jelentős szisztematikus hibaforrását, nagy pontosságú felezésiidő-méréseket hajtottunk végre több izotóp esetén.

A méréseket a p-folyamat vizsgálatára végzett hatáskeresztmetszet-mérésekhez hasonló kísérleti technikával végeztük. A forrásokat az Atomki ciklotron gyorsítójával állítottuk elő. A felezési időt a bomlást követő γ -sugárzás detektálásával mértük HPGe detektorok felhasználásával. Nagy hangsúlyt fektettünk a szisztematikus hibaforrások csökkentésére például hitelesítő források alkalmazásával, vagy különböző forráskészítési eljárások, detektorok és adatgyűjtő rendszerek használatával.

A felezésiidő-mérések eredményei röviden a következők (tézispont):

- Nagy pontossággal meghatároztuk a következő magok felezési idejét: ^{66}Ga , ^{109}In , ^{110}Sn , $^{133}\text{Ce}^m$ és $^{154}\text{Tb}^{m1}$.
 - A detektorok nagyenergiás hatásfokmérésében is fontos szerepet játszó ^{66}Ga izotóp mért felezési ideje $9,312 \pm 0,032$ h. A ^{66}Ga mag felezési idejére mért két legutóbbi, egymásnak súlyosan ellentmondó érték közül egyiket a mi mérésünk alátámasztja, míg a másikkal ellentmondásban van [C:4].
 - Az ^{109}In izotóp mért felezési ideje $4,167 \pm 0,018$ h. Ez az érték mintegy ötször pontosabb, mint az irodalmi adat[C:1].
 - Az ^{110}Sn izotóp mért felezési ideje $4,173 \pm 0,023$ h. Ez az érték mintegy négyszer pontosabb, mint az irodalmi adat[C:1].
 - A ^{133}Ce izotóp izomer állapotának mért felezési ideje $5,326 \pm 0,011$ h. Ez az érték majdnem 10 %-kal magasabb és negyvenszer pontosabb, mint az egyetlen mérés eredményén alapuló irodalmi adat [C:3].
 - A ^{154}Tb izotóp első izomer állapotának mért felezési ideje $9,994 \pm 0,039$ h. Ez az érték egy nagyságrenddel pontosabb, mint az egymásnak jelentősen ellentmondó kísérleti eredményeken alapuló irodalmi adat [C:2].

6. Summary

This dissertation is based on the results of my experimental works carried out in three different sub-fields of nuclear astrophysics in the last decade. A short summary of the main achievements is given below.

The ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction is of crucial importance in two distinct fields of nuclear astrophysics. In primordial nucleosynthesis after the Big Bang the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction and the subsequent decay of ${}^7\text{Be}$ is responsible for the production of ${}^7\text{Li}$ observed in nature. The available primordial nucleosynthesis models strongly overestimate the observed ${}^7\text{Li}$ abundance. Presently, there is no generally accepted explanation to this so-called ${}^7\text{Li}$ -problem. The precise knowledge of the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction cross section is necessary for the reliable calculation of the primordial ${}^7\text{Li}$ abundance. A possible error of this cross section value may be one reason of the ${}^7\text{Li}$ problem.

In main sequences stars like our Sun the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ is one of the key reactions of hydrogen burning. The rate of this and the ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ reactions determine how much the pp-II and pp-III chains contribute to the energy production. The high energy neutrinos, to which some of the neutrino detectors are exclusively sensitive, are emitted from these chains. The modern neutrino detectors are able to measure the high energy neutrino flux with high precision. On the other hand, solar models fail to predict these fluxes with comparable precision owing to e.g. the poor knowledge of the relevant reaction rates. The uncertainty of the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction cross section is especially high, making the experimental study of this reaction highly required.

Prior to the measurement presented in this work, experimental information for the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction was available only at relatively high energies and with too high uncertainty. Moreover, the cross sections measured with two different methods (activation and in-beam γ -detection techniques) seemed to be in contradiction which increased the uncertainty. Therefore, the LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) collaboration initiated a research program to measure the cross section of ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ with both methods at low energies never reached before.

The experiments have been carried out in Italy's Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) research institution with a 400 keV accelerator operated by the LUNA collaboration. The accelerator provided the high intensity α -beam in the energy range between 220 and 400 keV which bombarded a differentially pumped windowless ^3He gas target. The beam intensity was measured with calorimetric technique. The number of target atoms was determined from the measured pressure and temperature profile of the gas along the beam line. The beam heating effect was studied with the help of a double elastic scattering device.

For the activation cross section measurements the produced ^7Be isotopes were collected on the beam stop. Dedicated experiments were carried out to study the possible losses of ^7Be from the catcher and the parasitic reactions leading to disturbing ^7Be production. The γ -radiation following the ^7Be decay was measured with two well shielded HPGe detectors in the low activity laboratory of LNGS. The absolute efficiency of the detectors were measured with ^7Be sources prepared and calibrated at Atomki.

In-beam cross section measurements were carried out with a HPGe detector placed next to the gas target chamber. In order to reduce the laboratory background, the detector was surrounded by a massive shield. The absolute efficiency of the detector at different positions along the beam line was determined with simulations as well as with calibration sources.

At high energies above about $E_{c.m.} = 1.2\text{ MeV}$ there is only one dataset available for the $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reaction. Therefore, theoretical models which are used to extrapolate the cross section to low, astrophysical energies aim at reproducing this dataset. It is thus important to check the reliability of these old data with new, high energy measurements of the $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ cross section.

High energy measurements were carried out with an experimental technique never used before to this reaction: with a recoil separator. The ERNA (European Recoil Separator for Nuclear Astrophysics) separator at the Ruhr-Universität Bochum, Germany was used for this purpose. The α -beam provided by a dynamitron accelerator bombarded a windowless ^3He gas target and the ^7Be nuclei emerging from the gas target were guided through the recoil

separator which filtered out the primary beam. The gas target was surrounded by γ -detectors allowing the application of recoil- γ coincidence method. In order to reveal some possible systematic uncertainties, in a few cases the separator was not used and the produced ${}^7\text{Be}$ atoms were collected for an activation experiment. The γ -countings for the activations were again done at the low activity lab of LNGS.

The results obtained on the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ cross section measurements by the LUNA and ERNA collaborations can be summarized as follows:

- The cross section of the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction important for both the primordial nucleosynthesis and the hydrogen burning processes of stars has been measured by the LUNA international collaboration using two different experimental approaches [A:1, A:3, A:4, Conf:3].
 - With the activation method the cross section has been measured at five different energies in the range $E_{c.m.} = 93 - 170$ keV with about 5 % total uncertainty [A:2, A:5, A:7].
 - In-beam γ -detection based cross section measurements have been carried out at three different energies again in the $E_{c.m.} = 93 - 170$ keV energy range with 5 %-os total uncertainty. The branching ratio of the population of the ground and first excited states of ${}^7\text{Be}$ has also been measured at the studied energies [A:6, A:8].

With both methods we could reach low energies never measured before for this reaction. At all three common energies the two methods gave the same cross section results within the uncertainties. Therefore, our measurements do not support the previously observed difference between the two methods. This difference can thus most likely be attributed to some hidden systematic uncertainty.

Our results prove that the big-bang ${}^7\text{Li}$ -problem cannot be solved based on the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction rate uncertainty. The nuclear physics uncertainty of the calculated fluxes of high energy neutrinos is reduced substantially.

- The ERNA collaboration measured the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ cross section in a wide energy range of $E_{c.m.} = 700 - 2500$ keV at more than 30 points. Complementary measurements have also been carried out with in-beam γ -detection and activation methods and good agreements were found. In the studied energy range significant difference was found between the present and previous dataset regarding both the absolute value and energy dependence of the cross section. This finding triggered further intensive experimental and theoretical study of ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ [Conf:2, A:9].

The astrophysical p-process is the production mechanism of those heavy, proton rich isotopes which cannot be created through neutron induced reactions in the s- and r-processes. The p-process itself consists of several subprocesses, but according to our present knowledge the most important is the so-called γ -process which proceeds through γ -induced reactions. For the modeling of the p-process in the entire mass range a reaction network of thousands of reactions needs to be taken into account.

In lack of experimental data the reaction networks utilize reaction cross sections based on theoretical calculations from the Hauser-Feshbach statistical model. The available p-process models are not able to reproduce well the p-isotope abundances observed in nature. One possible reason of this failure is the not adequate knowledge of some input parameters of the models, e.g. the reaction cross sections.

For reaction involving charged particles (like most importantly the (γ, α) and (γ, p) reactions) the available experimental data are very scarce and they indicate that the statistical models are not able to reproduce well the measured cross sections. It is therefore highly important to study these reactions in order to avoid a possible source of errors in p-process models.

The direct study of γ -induced reactions is technically challenging. Therefore, the inverse charged particle capture reactions need to be investigated and the reaction rates of the γ -induced reactions are obtained using the detailed balance theorem. In this dissertation the cross section measurement of numerous proton and α -induced reactions is presented.

The cross section measurements of the almost twenty reactions presented here were carried out at the Van de Graaff and cyclotron accelerators of Atomki. All the α -induced reactions were studied at the cyclotron while for the proton induced cases both accelerators were used. The measurements were always carried out using the activation method.

The targets for the cross section measurements were produced by vacuum evaporation onto various backings. Different methods were applied to determine the number of target atoms as well as the target stoichiometry and uniformity.

After the irradiations the activity of the targets was measured by detecting the γ -radiation following the β -decay of the reaction products with shielded HPGe detectors. The absolute efficiency of the detectors were measured with several calibrated radioactive sources.

A short summary of the results obtained on the different studied reactions:

- Proton capture cross section of several isotopes has been measured in an energy range directly relevant for the p-process. The measured cross sections have been compared with the prediction of statistical model calculations. In all cases astrophysical reaction rates have been calculated based on the measured cross sections.
 - Proton capture cross sections of three stable strontium isotopes (^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{87}Sr) have been measured at about 15 points in the $E_{c.m.} = 1.5 - 3 \text{ MeV}$ energy range. In the case of ^{84}Sr and ^{86}Sr partial cross sections leading to the ground and isomeric states of the reaction products have been determined separately. The comparison with statistical model calculations indicated that along the Sr isotopic chain the difference between the experimental data and the model predictions increases with increasing neutron number [B:1, B:2].
 - Proton capture cross sections of the two proton rich selenium isotopes (^{74}Se , ^{76}Se) have been measured while the (p,n) reaction has been studied on ^{82}Se . The energy range between $E_{c.m.} = 1.5 - 3.5 \text{ MeV}$ has been investigated at 14 points. The performance of statistical

model calculations has been checked using different optical potential and level density parameters and the best parameters sets have been selected for reaction rate calculations [B:3, B:4].

- Proton capture cross sections of the two p-isotopes of cadmium (^{106}Cd and ^{108}Cd) have been measured in the energy range $E_{c.m.} = 2.4\text{--}4.7\text{ MeV}$ at 15 points. It has been found that for these two reactions the statistical models with the standard input parameter sets give a reasonably good description of the measured data [B:7, B:8].
- α -induced reactions on several isotopes have been investigated. Besides the radiative capture, the cross sections of the (α, n) and/or (α, p) reaction channels have also been measured. Similarly to the proton induced reactions, the results are compared with statistical model calculations and reaction rates are calculated.
 - By measuring the cross section of three α -induced reactions on ^{64}Zn , we could prove for the first time in the case of low energy α -induced reactions that the total cross section calculated from elastic scattering angular distributions is the same as the one obtained from the measured cross sections of the three reaction channels [B:13].
 - The $^{106}\text{Cd}(\alpha, \gamma)^{110}\text{Sn}$ cross section has been measured at ten points between $E_{c.m.} = 8.1$ and 12.1 MeV . The (α, p) and (α, n) cross sections have also been measured below and above the neutron threshold, respectively. Based on our experimental data new γ -process branching of the Sn isotopic chain is recommended [B:5, B:6, Conf:1].
 - The (α, γ) and (α, n) cross sections of one of the very rare odd proton number p-isotope, ^{113}In have been measured between $E_{c.m.} = 8.7$ and 13.6 MeV at 13 and 10 points, respectively. In the case of the (α, n) channel, partial cross sections leading to the ground and isomeric states of the reaction product have been determined separately. Our results indicate that the reaction rates used in p-process networks

are too high owing to the modified energy dependence of the α -nucleus optical potential [B:9, Conf:4, Conf:5].

- The cross sections of the $^{130}\text{Ba}(\alpha,\gamma)^{134}\text{Ce}$, $^{130}\text{Ba}(\alpha,n)^{133}\text{Ce}$ and $^{132}\text{Ba}(\alpha,n)^{135}\text{Ce}$ reactions have been measured at ten points in the energy range $E_{c.m.} = 11.6 - 16$ MeV. It is concluded e.g. that for the production of the ^{130}Ba isotope the Ce isotopic chain does not give a significant contribution [B:12, Conf:6].
- Both the (α,γ) and (α,n) cross sections have been measured on ^{151}Eu at 11 points between $E_{c.m.} = 12.2$ and 17 MeV. In the case of the (α,n) channel, partial cross sections leading to the ground state and the two isomeric states of the reaction product have been determined separately. Based on the results we recommended to decrease the standard reaction rate by a factor of two [B:10, B:11].

The most important general observation of the α -induced reaction studies is that the low energy α -nucleus optical potential bears the highest uncertainty and the statistical models are mostly sensitive to this input parameter. Majority of our results supports the finding that the statistical models using the standard input parameter sets strongly overestimate the (α,γ) cross sections. There are, however, still not enough experimental data available to draw a more precise conclusion. Therefore, the further experimental study of α -induced reaction and especially the α -nucleus optical potential in the p-process relevant mass and energy range is of high importance.

In the course of the activation cross section measurements it was often noticed that apparently wrong or highly uncertain values can be found in the literature for the half-lives of the reaction products. The reason for this is that even close to the valley of stability there are many radioisotopes for which only one (or very few) half-life measurements carried out several decades ago are available. The uncertainty of the half-life influences directly the uncertainty of the cross sections measured with activation. Therefore, we have carried out high precision cross section measurement on several isotopes.

The measurements were carried out using an experimental technique similar to the one applied for the cross section measurements. The radioactive sources were prepared at the cyclotron accelerator of Atomki. The half-life values were determined by measuring the γ -radiation following the β -decay of the studied isotopes. The γ -spectra were measured with shielded HPGe detectors. Special emphasis was put on the reduction of systematic errors by applying e.g. standard sources, different source preparation methods or data acquisition systems.

The results of the half-life measurements are the following:

- High precision half-life measurements have been carried out on the following isotopes: ^{66}Ga , ^{109}In , ^{110}Sn , $^{133}\text{Ce}^m$ and $^{154}\text{Tb}^{m1}$.
 - The isotope ^{66}Ga plays an important role in the determination of high energy efficiency of γ -detectors. The measured half-life of this isotope is: 9.312 ± 0.032 h. This value is in agreement with one of the two, recently measured, highly contradicting values, while it disagrees with the other one [C:4].
 - The measured half-life of ^{109}In is 4.167 ± 0.018 h. This result is a factor of five more precise than the literature value [C:1].
 - The measured half-life of ^{110}Sn is 4.173 ± 0.023 h. This result is a factor of four more precise than the literature value [C:1].
 - The measured half-life of the isomeric state of ^{133}Ce is 5.326 ± 0.011 h. This result is almost 10 % higher than the literature value based on a single measurement and its precision is increased by a factor of forty [C:3].
 - The measured half-life of the first isomeric state of ^{154}Tb is 9.994 ± 0.039 h. This result is one order of magnitude more precise than the literature value which is based on contradicting data [C:2].

7. Köszönetnyilvánítás

A dolgozatom alapját jelentő kutatómunka elvégzése során mindvégig a debreceni Atommagkutató Intézet alkalmazottja voltam. Ezért elsősorban köszönet illeti az Atomki volt és jelenlegi igazgatóit, Lovas Rezső akadémikust és Fülöp Zsoltot, hogy mindvégig támogatták a kísérleti nukleáris asztrofizikai kutatásokat Debrecenben.

Kísérleti kutatások esetén az eredmények csak csoportmunkában érhetőek el. Az Atomkiban végzett kísérletek esetén a nukleáris asztrofizika csoportját illeti köszönet. A csoport tagjai (betűrendben): Elekes Zoltán, Farkas János, Fülöp Zsolt, Halász Zoltán, Kiss Gábor, Peter Mohr, Somorjai Endre, Szücs Tamás és Caner Yalçın. Külön kiemelném Somorjai Endre nevét, aki Debrecenben megalapozta a kísérleti nukleáris asztrofizikai kutatásokat és velem is megszerettette ezt a tudományterületet. Csoportunk tagjain kívül több külföldi vendégkutató is résztvett a kísérletekben, akiket köszönet illet közreműködésükért.

A nemzetközi együttműködések keretében, külföldi intézetekben végzett mérések esetén köszönettel tartozom a LUNA és ERNA együttműködések tagjainak. Közülük is kiemelendő Alba Formicola, Daniel Bemmerer és Matthias Junker neve, akiktől különösen sok segítséget kaptam.

A p-folyamat vizsgálata során végzett kísérletek eredményeinek értelmezésében és az asztrofizikai konzekvenciák levonásában óriási szerepe volt Thomas Rauschernek. Köszönöm, Tommy!

Az Atomki gyorsítóin végzett kísérletek (a több ezer óra nyalábidő) nem lehettek volna sikeresek a gyorsítómérnökök és üzemeltetők lelkiismeretes és szorgalmas munkája nélkül.

A kutatások anyagi feltételeit az MTA-n kívül számos sikeres pályázat teremtetette meg. Több OTKA pályázat (tematikus, ifjúsági, posztdoktori) és bilaterális pályázat mellett érdemes kiemelni az European Research Council Starting Grant projektjét (ERC St.G. 203175), melynek segítségével jelentősen sikerült fejlesztenünk a kutatási infrastruktúránkat.

Hivatkozások

Irodalomjegyzék

- [1] C.E. Rolfs és W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, University of Chicago press (1988)
- [2] C. Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*, WILEY-VCH Verlag (2007)
- [3] E.G. Adelberger *et al.*, Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 195.
- [4] J.M. Bahcall és M.H. Pinsonneault, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 121301.
- [5] B. Aharmim *et al.*, Phys. Rev. C **72** (2005) 055502.
- [6] J. Hosaka *et al.*, Phys. Rev. D **73** (2006) 112001.
- [7] M. Junker *et al.*, Phys. Rev. C **57** (1998) 2700.
- [8] E.G. Adelberger *et al.*, Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 1265.
- [9] S. Burles *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4176.
- [10] A. Coc *et al.*, Astrophys. J. **600** (2004) 544.
- [11] D.N. Spergel *et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **148** (2003) 175.
- [12] A.J. Korn *et al.*, Nature **442**, (2004) 657.
- [13] H.D. Holmgren és R.L. Johnston, Phys. Rev. **113** (1959) 1556.
- [14] P.D. Parker és R.W. Kavanagh, Phys. Rev. **131** (1963) 2578.
- [15] K. Nagatani, M.R. Dwarakanath és D. Ashery, Nucl. Phys. A **128** (1969) 325.
- [16] H. Kräwinkel *et al.*, Z. Phys. A **304** (1982) 307.
- [17] J.L. Osborne *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1664.

- [18] R.G.H. Robertson *et al.*, Phys. Rev. C **27** (1983) 11.
- [19] H. Volk *et al.*, Z. Phys. A **310** (1983) 91.
- [20] T.K. Alexander *et al.*, Nucl. Phys. A **427** (1984) 526.
- [21] J.L. Osborne *et al.*, Nucl. Phys. A **419** (1984) 115.
- [22] M. Hilgemeier *et al.*, Z. Phys. A **329** (1988) 243.
- [23] P. Descouvemont *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **88** (2004) 203.
- [24] H. Costantini *et al.*, Rep. Prog. Phys. **72** (2009) 086301.,
<http://luna.lngs.infn.it>
- [25] <http://www.lngs.infn.it>
- [26] J. Görres *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **177** (1980) 295.
- [27] T.A. Tombrello és P.D. Parker, Phys. Rev. **131** (1963) 2582.
- [28] B.T. Kim, T. Izumoto és K. Nagatani, Phys. Rev. C **23** (1981) 33.
- [29] A. Csótó és K. Langanke, Few Body Systems **29** (2000) 121.
- [30] T. Kajino és A. Arima, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 739.
- [31] T. Kajino, H. Toki és S.M. Austin, Astrophys. J. **319** (1987) 531.
- [32] C. Angulo *et al.*, Nucl. Phys. A **656** (1999) 3.,
http://pntpm.ulb.ac.be/Nacre/nacre_d.htm
- [33] B.S. Nara Singh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 262503.
- [34] T.A.D. Brown *et al.*, Phys. Rev. C **76** (2007) 055801.
- [35] A. Di Leva *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **595** (2008) 381.
- [36] D. Schürmann *et al.*, Eur. Phys. J. A **26** (2005) 301.

- [37] T. Neff, H. Feldmeier és K. Langanke, Prog. Part. Nucl. Phys. **66** (2011) 341.
- [38] A.M. Mukhamedzhanov, C.A. Gagliardi és R.E. Tribble, Phys. Rev. C **63** (2001) 024612.
- [39] G. Wallerstein *et al.*, Rev. Mod. Phys. **69** (1997) 995.
- [40] S.E. Woosley, A. Heger és T.A. Weaver, Rev. Mod. Phys. **74** (2002) 1015.
- [41] F. Käppeler, Prog. Part. Nucl. Phys. **43** (1999) 419.
- [42] M. Arnould, S. Goriely és K. Takahashi, Phys. Rep. **450** (2007) 97.
- [43] I. Dillmann *et al.*, Proceedings of Science, (2009) PoS(NIC X) 091.
- [44] H. Schatz *et al.*, Phys. Rep. **294** (1998) 167.
- [45] C. Fröhlich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 142502.
- [46] S.E. Woosley és W.M. Howard, Astrophys. J. Suppl. Ser. **36** (1978) 285.
- [47] M. Arnould és S. Goriely, Phys. Rep. **384** (2003) 1.
- [48] I. Dillmann *et al.*, J. Phys. G **35** (2008) 014029.
- [49] W. Hauser és H. Feshbach, Phys. Rev. **87** (1952) 366.
- [50] P. Mohr, Zs. Fülöp és H. Utsunomiya, Eur. Phys. J. A **32** (2007) 357.
- [51] T. Rauscher, Nucl. Phys. A **834** (2010) 635c.
- [52] Z.Y. Bao *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **76** (2000) 70.
- [53] T. Rauscher, Phys. Rev. C **73** (2006) 015804.
- [54] W. Rapp *et al.*, Astrophys. J. **653** (2006) 474.

- [55] I. Borbély-Kiss *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B 12 (1985) 496.
- [56] Gy. Szabó és I. Borbély-Kiss, Nucl. Instr. Meth. B **75** (1993) 123.
- [57] M. Mayer, SIMNRA, <http://home.rzg.mpg.de/~mam/>
- [58] T. Rauscher, Phys. Rev. C **81** (2010) 045807.
- [59] T. Rauscher és F.-K. Thielemann, *Stellar Evolution, Stellar Explosions, and Galactic Chemical Evolution*, szerk: A. Mezzacappa (IOP, Bristol, 1998), 519.; T. Rauscher és F.-K. Thielemann, At. Data Nucl. Data Tables **79**, (2001) 47.
- [60] <http://www.nucastro.org>
- [61] S. Goriely, *Proceeding of Nuclei in the Cosmos V*, szerk: N. Prantzos and S. Harissopulos (Editions Frontieres, Paris, 1998), 314.
- [62] T. Rauscher, F. K. Thielemann és K. L. Kratz, Phys. Rev. C **56**, (1997) 1613.
- [63] P. Demetriou és S. Goriely, Nucl. Phys. A **695**, (2001) 95.
- [64] J.P. Jeukenne, A. Lejeune és C. Mahaux, Phys. Rev. C **16**, (1977) 80.
- [65] E. Bauge, J.P. Delaroche és M. Girod, Phys. Rev. C **63**, (2001) 024607.
- [66] F.D. Becchetti és G.W. Greenlees, Phys. Rev. **182**, (1969) 1190.
- [67] F.G. Perey, Phys. Rev. **131**, (1963) 745.
- [68] J. Holmes *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **18**, (1976) 305.
- [69] L. McFadden és G.R. Satchler Nucl. Phys. **84** (1966) 177.
- [70] T. Rauscher, Nucl. Phys. A **719** (2003) 73c.; C. Fröhlich, Diplomamunka, Baseli Egyetem (2002)

- [71] E. Browne és J.K. Tuli, Nucl. Data Sheets **111**, (2010) 1093.
- [72] D. De Frenne és E. Jacobs, Nucl. Data Sheets **89**, (2000) 481.
- [73] J. Blachot, Nucl. Data Sheets **86**, (1999) 505.
- [74] S. Rab, Nucl. Data Sheets **75**, (1995) 491.
- [75] C.W. Reich és R.G. Helmer, Nucl. Data Sheets **85** (1998) 171.
- [76] IAEA, 1991. *X-ray and gamma-ray standards for detector calibration*. IAEA-TECDOC-619, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, 112.
- [77] K. Abbas *et al.*, Appl. Radiat. Isot. 64, (2006) 1001.
- [78] G.W. Severin *et al.*, Phys. Rev. C 82, (2010) 067301.

A dolgozathoz kapcsolódó saját közlemények

A 2. fejezet témakörében

- [A:1] M. Marta, F. Confortola, D. Bemmerer, C. Boiano, R. Bonetti, C. Broggini, M. Casanova, P. Corvisiero, H. Costantini, Z. Elekes, A. Formicola, Zs. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, **Gy. Gyürky**, G. Imbriani, M. Junker, A. Lemut, B. Limata, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C. Rossi Alvarez, E. Somorjai, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter, *Study of beam heating effect in a gas target through Rutherford scattering*. Nucl. Instr. Meth. **A 569**, (2006) 727.
- [A:2] D. Bemmerer, F. Confortola, H. Costantini, A. Formicola, **Gy. Gyürky**, R. Bonetti, C. Broggini, P. Corvisiero, Z. Elekes, Zs. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Imbriani, M. Junker, M. Laubenstein, A. Lemut, B. Limata, V. Lozza, M. Marta, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, C. Rossi Alvarez, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H. P. Trautvetter *Activation measurement of the $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ cross section at low energy*. Phys. Rev. Lett. **97**, (2006) 122502., arxiv:nucl-ex/0609013
- [A:3] F. Confortola for the LUNA collaboration, *The $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ underground experiment at LUNA*. J. Phys.: Conf. Ser. **39**, (2006) 359c.
- [A:4] H. Costantini, D. Bemmerer, P. Bezzon, R. Bonetti, C. Broggini, M.L. Casanova, F. Confortola, P. Corvisiero, J. Cruz, Z. Elekes, A. Formicola, Zs. Fülöp, G. Gervino, C. Gustavino, A. Guglielmetti, **Gy. Gyürky**, G. Imbriani, A.P. Jesus, M. Junker, A. Lemut, M. Marta, R. Menegazzo, P. Prati, E. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C.

Rossi Alvarez, F. Schümann, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter,
Towards a high-precision measurement of the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ cross section at LUNA.
 Eur. Phys. J. **A 27**, s01, (2006) 177c.

[A:5] **Gy. Gyürky**, F. Confortola, H. Costantini, A. Formicola, D. Bemmerer, R. Bonetti, C. Broggini, P. Corvisiero, Z. Elekes, Zs. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Imbriani, M. Junker, M. Laubenstein, A. Lemut, B. Limata, V. Lozza, M. Marta, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, C. Rossi Alvarez, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter,
 ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ cross section at low energies.
 Phys. Rev. **C 75**, (2007) 035805., arXiv:nucl-ex/0702003

[A:6] F. Confortola, D. Bemmerer, H. Costantini, A. Formicola, **Gy. Gyürky**, P. Bezzon, R. Bonetti, C. Broggini, P. Corvisiero, Z. Elekes, Zs. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Imbriani, M. Junker, M. Laubenstein, A. Lemut, B. Limata, V. Lozza, M. Marta, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, C. Rossi Alvarez, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H. P. Trautvetter,
Astrophysical S factor of the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction measured at low energy via detection of prompt and delayed γ rays.
 Phys. Rev. **C 75**, (2007) 065803., arXiv:0705.2151

[A:7] **Gy. Gyürky**, D. Bemmerer, F. Confortola, H. Costantini, A. Formicola, R. Bonetti, C. Broggini, P. Corvisiero, Z. Elekes, Zs. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Imbriani, M. Junker, M. Laubenstein, A. Lemut, B. Limata, V. Lozza, M. Marta, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, C. Rossi Alvarez, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter,
Comparison of the LUNA ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ activation results with ear-

lier measurements and model calculations.

J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **35**, (2008) 014002c., arXiv:0707.4548

- [A:8] H. Costantini, D. Bemmerer, F. Confortola, A. Formicola, **Gy. Gyürky**, P. Bezzon, R. Bonetti, C. Brogini, P. Corvisiero, Z. Elekes, Zs. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Imbriani, M. Junker, M. Laubenstein, A. Lemut, B. Limata, V. Lozza, M. Marta, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, C. Rossi Alvarez, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter, *The $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ S-factor at solar energies: The prompt γ experiment at LUNA.*
Nucl. Phys. **A 814**, (2008) 144., arXiv:0809.5269

- [A:9] A. Di Leva, L. Gialanella, R. Kunz, D. Rogalla, D. Schürmann, F. Strieder, M. De Cesare, N. De Cesare, A. D’Onofrio, Z. Fülöp, **Gy. Gyürky**, G. Imbriani, G. Mangano, A. Ordine, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, E. Somorjai, F. Terrasi, *Stellar and Primordial Nucleosynthesis of ^7Be : Measurement of $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$*
Phys. Rev. Lett. **102**, (2009) 232502.

A 3. fejezet témakörében

- [B:1] **Gy. Gyürky**, E. Somorjai, Zs. Fülöp, S. Harissopulos, P. Demetriou, T. Rauscher, *Proton capture cross section of Sr isotopes and their importance for nucleosynthesis of proton-rich nuclides.*
Phys. Rev. **C 64**, (2001) 065803., arXiv:nucl-ex/0109001
- [B:2] **Gy. Gyürky**, E. Somorjai, T. Rauscher, S. Harissopulos, *Proton capture cross section of Sr isotopes.*
Nucl. Phys. **A 688**, (2001) 90c.
- [B:3] **Gy. Gyürky**, Zs. Fülöp, E. Somorjai, M. Kokkoris, S. Galanopoulos, P. Demetriou, S. Harissopulos, T. Rauscher, S. Goriely,

Proton induced reaction cross section measurements on Se isotopes for the astrophysical p process.

Phys. Rev. C **68**, (2003) 055803., arXiv:nucl-ex/0310006

- [B:4] **Gy. Gyürky**, Zs. Fülöp, E. Somorjai, Z. Elekes, M. Kokkoris, S. Galanopoulos, P. Demetriou, S. Harissopoulos, S. Goriely and T. Rauscher,

Se(p,γ) cross section measurements for p-process studies.

Nucl. Phys. A **718**, (2003) 599c.

- [B:5] **Gy. Gyürky**, Zs. Fülöp, G. Kiss, Z. Máté, E. Somorjai, J. Görres, A. Palumbo, M. Wiescher, D. Galaviz, A. Kretschmer, K. Sonnabend, A. Zilges, T. Rauscher,

A comprehensive study of the $^{106}\text{Cd}(\alpha,\gamma)^{110}\text{Sn}$ reaction at energies relevant to the p-process.

Nucl. Phys. A **758**, (2005) 517c.

- [B:6] **Gy. Gyürky**, G.G. Kiss, Z. Elekes, Zs. Fülöp, E. Somorjai, A. Palumbo, J. Görres, H.Y. Lee, W. Rapp, M. Wiescher, N. Özkan, R.T. Güray, G. Efe, T. Rauscher,

α -induced cross sections of ^{106}Cd for the astrophysical p process.

Phys. Rev. C **74**, (2006) 025805., arXiv:nucl-ex/0605034

- [B:7] **Gy. Gyürky**, G.G. Kiss, Z. Elekes, Zs. Fülöp, E. Somorjai,
 $^{106,108}\text{Cd}(p,\gamma)^{107,109}\text{In}$ cross-sections for the astrophysical p-process.

Eur. Phys. J. A **27**, s01, (2006) 141.

- [B:8] **Gy. Gyürky**, G.G. Kiss, Z. Elekes, Zs. Fülöp, E. Somorjai, T. Rauscher,

Proton capture cross-section of $^{106,108}\text{Cd}$ for the astrophysical p-process.

J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34** (2007) 817., arXiv:nucl-ex/0703045

- [B:9] C. Yalcin, R.T. Güray, N. Özkan, S. Kutlu, **Gy. Gyürky**, J. Farkas, G.G. Kiss, Zs. Fülöp, A. Simon, E. Somorjai, T. Rauscher,

- Odd p isotope ^{113}In : Measurement of α -induced reactions.*
Phys. Rev. **C 79**, (2009) 065801., arXiv:0906.4041
- [B:10] **Gy. Gyürky**, Z. Elekes, J. Farkas, Zs Fülöp, Z Halász, G.G. Kiss, E Somorjai, T. Szücs, R.T. Güray, N. Özkan, C. Yalcin, T. Rauscher,
Alpha-induced reaction cross section measurements on ^{151}Eu for the astrophysical γ -process.
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **37** (2010) 115201., arXiv:1008.3807
- [B:11] **Gy. Gyürky**, Z. Elekes, J. Farkas, Zs. Fülöp, G.G. Kiss, E. Somorjai, T. Szücs, R.T. Güray, N. Özkan, C. Yalcin, T. Rauscher,
Alpha-induced reactions for the astrophysical p-process: the case of ^{151}Eu .
J. Phys.: Conf. Ser. **202**, (2010) 012004., arXiv:0910.3496
- [B:12] Z. Halász, **Gy. Gyürky**, J. Farkas, Zs. Fülöp, T. Szücs, E. Somorjai, T. Rauscher,
Investigation of α induced reactions on ^{130}Ba and ^{132}Ba and their importance for the synthesis of heavy p nuclei
Phys. Rev. **C 85** (2012) 025804., arXiv:1202.1766
- [B:13] **Gy. Gyürky**, J. Farkas, Z. Halász, Zs. Fülöp, E. Somorjai, T. Szücs, P. Mohr, A. Wallner,
Experimental study of α -induced reactions on ^{64}Zn for the astrophysical γ -process
J. Phys.: Conf. Ser. **337**, (2012) 012009., arXiv:1111.0549
- [B:14] Gy. Gyürky, P. Mohr, Zs. Fülöp, Z. Halász, G.G. Kiss, T. Szücs, E. Somorjai,
Relation between total cross sections from elastic scattering and α -induced reactions: the example of ^{64}Zn
Phys. Rev. C Rapid Comm., megjelenés alatt

A 4. fejezet témakörében

- [C:1] **Gy. Gyürky**, Z. Elekes, Zs. Fülöp, G.G. Kiss, E. Somorjai, A. Palumbo, M. Wiescher,
Precise half-life measurement of ^{110}Sn and ^{109}In isotopes.
Phys. Rev. **C 71**, (2005) 057302., arXiv:nucl-ex/0503012
- [C:2] **Gy. Gyürky**, G. Rastrepina, Z. Elekes, J. Farkas, Zs. Fülöp, G.G. Kiss, E. Somorjai, T. Szücs,
Precise half-life measurement of the 10 h isomer in ^{154}Tb .
Nucl. Phys. **A 828** (2009) 1., arXiv:0906.3618
- [C:3] J. Farkas, **Gy. Gyürky**, Z. Halász, T. Szücs, Zs. Fülöp, E. Somorjai,
Half-life measurement of $^{133\text{m}}\text{Ce}$ with γ -spectrometry
Eur. Phys. J. **A 47** (2011) 7.
- [C:4] **Gy. Gyürky**, J. Farkas, Z. Halász, T. Szücs,
Half-life measurement of ^{66}Ga with γ -spectroscopy.
Applied Radiation and Isotopes **70** (2012) 278., arXiv:1108.1686

Nem referált konferencia kiadványok

- [Conf:1] **Gy. Gyürky**, Z. Elekes, G.G. Kiss, Zs. Fülöp, E. Somorjai, Z. Máté, J. Görres, A. Palumbo, M. Wiescher, H.Y. Lee, N. Özkan, R.T. Güray, G. Efe, D. Galaviz, A. Kretschmer, K. Sonnabend, A. Zilges, T. Rauscher,
Radiative capture reactions and α -elastic scattering on ^{106}Cd for the astrophysical p -process
AIP Conference Proceedings **819**, (2006) 201.
- [Conf:2] A. di Leva, L. Gialanella, D. Schürmann, F. Strieder, D. Rogalla, M. De Cesare, N. De Cesare, A. D'Onofrio, Zs. Fülöp, **Gy. Gyürky**, G. Imbriani, R. Kunz, C. Lubritto, A. Ordine, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, F. Schümann, E. Somorjai, F. Terrasi, H.P. Trautvetter,

Measurement of $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ with ERNA recoil separator

AIP Conference Proceedings **831**, (2006) 378.

- [Conf:3] P. Prati, D. Bemmerer, R. Bonetti, C. Broggini, P. Corvisiero, F. Confortola, E. Conti, H. Costantini, Z. Elekes, A. Formicola, Zs. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, **Gy. Gyürky**, C. Gustavino, G. Imbriani, M. Junker, A. Lemut, B. Limata, M. Marta, C. Mazzocchi, R. Menegazzo, V. Roca, C. Rolfs, C. Rossi Alvarez, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter,
Astrophysical S-factor of the $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ reaction measured at low energy via prompt and delayed gamma emission
23rd International Nuclear Physics Conference. INPC 2007. Tokyo, Japan, 3-8 June, 2007. Proceedings. Szerk.: S. Nagamiya *et al.* Amsterdam, Elsevier 2 (2008) 543.
- [Conf:4] R.T. Güray, C. Yalcin, N. Özkan, S. Kutlu, **Gy. Gyürky**, J. Farkas, G.G. Kiss, Zs. Fülöp, E. Somorjai,
Measurements of alpha induced reaction cross sections on ^{113}In relevant to the astrophysical p-process
Proceeding of Science (2009) PoS(NIC X) 092.
- [Conf:5] C. Yalcin, R.T. Güray, N. Özkan, S. Kutlu, **Gy. Gyürky**, J. Farkas, G.G. Kiss, Zs. Fülöp, T. Rauscher, E. Somorjai,
Astrophysical S-factor for α -capture of ^{113}In in the p-process energy range.
AIP Conference Proceedings **1090** (2009) 931.
- [Conf:6] **Gy. Gyürky**, Z. Halász, J. Farkas, Zs. Fülöp, E. Somorjai, T. Szücs,
Target characterization for the $^{130}\text{Ba}(\alpha, \gamma)^{134}\text{Ce}$ γ -process experiment.
Proceeding of Science (2011) PoS(NIC XI) 238., arXiv:1103.0369

Egyéb fontosabb saját publikációk⁵

- [O:1] F. Strieder *et al.*, Eur. Phys. J. A **3**, 1 (1998)
- [O:2] P.Mohr *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 031790 (1999)
- [O:3] A. Formicola *et al.*, Eur. Phys. J. A **8**, 443 (2000)
- [O:4] L. Gialanella *et al.*, Eur. Phys. J. A **7**, 303 (2000)
- [O:5] M. Aliotta *et al.*, Nucl. Phys. A **690**, 790 (2001)
- [O:6] Zs. Fülöp *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 065805 (2001)
- [O:7] L. Gialanella *et al.*, Eur. Phys. J. A **11**, 357 (2001)
- [O:8] F. Raiola *et al.*, Eur. Phys. J. A **10**, 487 (2001)
- [O:9] F. Strieder *et al.*, Nucl. Phys. A **696**, 219 (2001)
- [O:10] C. Casella *et al.*, Nucl. Phys. A **706**, 203 (2002)
- [O:11] F. Raiola *et al.*, Eur. Phys. J. A **13**, 377 (2002)
- [O:12] F. Raiola *et al.*, Phys. Lett. B **547**, 193 (2003)
- [O:13] S. Galanopoulos *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 015801 (2003)
- [O:14] A. Formicola *et al.*, Phys. Lett. B **591**, 61 (2004)
- [O:15] Gy. Gyürky *et al.*, Eur. Phys. J. A **21**, 355 (2004)
- [O:16] G. Imbriani *et al.*, Astron. Astrophys. **420**, 625 (2004)
- [O:17] F. Raiola *et al.*, Eur. Phys. J. A **19**, 283 (2004)
- [O:18] J. Cruz *et al.*, Phys. Lett. B **624**, 181 (2005)
- [O:19] D. Galaviz *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 065802 (2005)

⁵Ebben a kategóriában azokat a fontosabb saját publikációimat sorolom fel, melyek eredményeit nem tárgyalom a dolgozatban. Ezek a cikkek nem képezik a tézispontok alapját.

- [O:20] F. Raiola *et al.*, J. Phys. G **31**, 1141 (2005)
- [O:21] A. Lemut *et al.*, Phys. Lett. B **634**, 483 (2006)
- [O:22] G.G. Kiss *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 055807 (2007)
- [O:23] N. Özkan *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 025801 (2007)
- [O:24] A. Tumino *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 252502 (2007)
- [O:25] Gy. Gyürky *et al.*, Eurphys. Lett. **83**, 42001 (2008)
- [O:26] G.G. Kiss *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 191101 (2008)
- [O:27] S. Romano *et al.*, J. Phys. G **35**, 014008 (2008)
- [O:28] A. Tumino *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 064001 (2008)
- [O:29] M. Marta *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 022802 (2008)
- [O:30] J. Farkas *et al.*, J. Phys. G **36**, 105101 (2009)
- [O:31] G.G. Kiss *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 045807 (2009)
- [O:32] T. Rauscher *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 035801 (2009)
- [O:33] Q. Zhong *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **202**, 012011 (2010)
- [O:34] M. Marta *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 055807 (2010)
- [O:35] P. J. LeBlanc *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 055804 (2010)
- [O:36] B. Limata *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 015801 (2010)
- [O:37] P. Mohr *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 047601 (2010)
- [O:38] M. Marta *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 045804 (2011)
- [O:39] G.G. Kiss *et al.*, Phys. Lett B **695**, 419 (2011)
- [O:40] G.G. Kiss *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 065807 (2011)

- [O:41] G.G. Kiss *et al.*, Nucl Phys. A **867**, 52 (2011)
- [O:42] A. Caciolli *et al.*, Astronomy and Astrophysics **533**, A66 (2011)
- [O:43] F. Strieder *et al.*, Phys. Lett B **707**, 60 (2012)
- [O:44] T. Szücs *et al.*, Eur. Phys. J. A 19, **48** 8 (2012)
- [O:45] T. Rauscher *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 015804 (2012)
- [O:46] G.G. Kiss *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 035801 (2012)